

Berichte  
aus dem  
Institut für Meereskunde  
an der  
Christian-Albrechts-Universität

Nr. 121

BERECHNUNG DER SOLAREN BESTRAHLUNG EINER KUGEL

SOWIE DES MENSCHLICHEN KÖRPERS

AUS WERTEN DER GLOBAL- UND HIMMELSSTRAHLUNG

DOI 10.3289 / FM-BER-121

von Michael Sinn

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von

Institut für Meereskunde  
Abteilung Maritime Meteorologie  
Düsternbrooker Weg 20  
D 2300 Kiel 1

ISSN 0431-8561

INHALTSVERZEICHNIS

1.	ZUSAMMENFASSUNG . . . . .	1
2.	EINLEITUNG . . . . .	2
2.1.	Über die Bedeutung von kugelförmigen Strahlungssensoren für die meteorologische Strahlungsforschung . . . . .	2
2.2.	Aufgabenstellung . . . . .	4
3.	THEORETISCHER TEIL . . . . .	6
3.1.	Grundlegende Betrachtungsweisen . . . . .	6
3.1.1.	Die Situation des Menschen im natürlichen Strahlungsfeld	6
3.1.2.	Faktoren, die den solaren Strahlungsgenuß einer Empfangsfläche beeinflussen . . . . .	12
3.1.3.	Die Globalstrahlung und ihre Komponenten . . . . .	16
3.1.4.	Die Bestrahlung geneigter Auffangflächen . . . . .	19
3.1.5.	Die Besonnung eines kugelförmigen Körpers . . . . .	25
3.2.	Berechnung der solaren Bestrahlung einer Kugel aus Werten der Global- und Himmelsstrahlung . . . . .	26
3.2.1.	Direkte Sonnenstrahlung auf eine frei exponierte Kugel	27
3.2.2.	Deduktion einer Näherungsformel zur Berechnung der auf eine Kugel einfallenden Streustrahlung . . . . .	28
3.2.3.	Die Transformation der Globalstrahlung auf eine kugelförmige Empfangsfläche . . . . .	31
3.3.	Umrechnung auf den Menschen . . . . .	32
4.	BESCHREIBUNG DES MESSAUFBAUS . . . . .	36
4.1.	Beschreibung der eingesetzten Solarimeter . . . . .	36
4.2.	Aufbau und Funktionsweise des Kugelpyranometers nach THEVES . . . . .	40
4.3.	Korrekturen für Solarimeter- und Kugelpyranometer- messungen bei Blendenbeschattung . . . . .	43

4.4.	Eichfaktoren der eingesetzten Solarimeter und Kugelpyranometer . . . . .	47
4.5.	Aufstellung und Orientierung im Raum . . . . .	49
4.6.	Datenerfassung- und aufbereitung . . . . .	49
5.	DISKUSSION DER MESS- UND RECHENERGEBNISSE . . . . .	50
5.1.	Tageskurven gemessener Strahlungsflüsse . . . . .	50
5.2.	Mittlere Zirkumglobalstrahlung $Z_g$ und diffuse Gesamtstrahlung $Z_d$ für unterschiedliche Wolkenformen und Sonnenhöhen . . . . .	56
5.3.	Güte der Umrechnung von ebenen auf kugelförmige Empfänger . . . . .	56
5.4.	Die Zirkumglobal- und diffuse Gesamtstrahlung in Abhängigkeit von Bedeckungsgrad, Sonnenstand und Erdalbedo . . . . .	64
5.5.	Vergleich der auf kugelförmige und auf menschliche Körper einfallenden solaren Strahlungsflüsse . . . . .	75
6.	HAUPTERGEBNISSE . . . . .	79
7.	ANHANG . . . . .	81
8.	LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLE . . . . .	85
9.	LITERATURVERZEICHNIS . . . . .	87

## 1. ZUSAMMENFASSUNG

Die thermische Belastung des menschlichen Organismus durch Sonnenstrahlung kann nur dann richtig beurteilt werden, wenn entweder Strahlungsempfänger mit gekrümmten Oberflächen eingesetzt werden, oder wenn Meßwerte ebener Empfänger auf die Geometrie des Menschen umgerechnet werden. THEVES zeigte 1968, daß die effektive Auffangfläche eines Menschen derjenigen einer Kugel ähnelt und konstruierte um 1975 ein Strahlungsmeßgerät mit kugelförmigen Sensoren.

Meßreihen mit derartigen Kugelpyranometern liefern jedoch keine exakten Aussagen über den Strahlungsgenuß ruhender Personen. Zudem existiert kein Meßnetz mit kugelförmigen Empfangsflächen.

In dieser Arbeit werden zwei Transformationsformeln zur Berechnung der solaren Bestrahlung einer Kugel, sowie des menschlichen Körpers aus Stundenmitteln der Global- und Himmelsstrahlung  $G$  und  $D$  vorgestellt; letztere wurden mit üblichen Solarimetern mit und ohne Abschattung gemessen. Die Umrechnungen berücksichtigen neben der Empfängergeometrie auch die Strahldichteverteilung im Gesichtsfeld und sind bei beliebigen Himmelszuständen an allen Orten anwendbar.

Vergleiche zwischen Modellwerten, die auf Solarimetermeßreihen beruhen, und Messungen mit Kugelpyranometern zeigen die Güte der Umrechnungen von ebenen auf kugelförmige Empfänger. Der mittlere Fehler der Umrechnungsformel von  $\pm 10\%$  ist nahezu gleich groß wie der Fehler der THEVESschen Kugelpyranometer: dieser beläuft sich auf  $\pm 9\%$ . Wird mit Solarimetern ohne Schattenring gemessen, so kann  $D$  nach LIU-JORDAN aus Angaben über  $G$  und die extraterrestrische Sonnenstrahlung, sowie nach KASTEN aus  $G$  und dem Bedeckungsgrad bestimmt werden. Im ersten Fall steigt der Fehler der Umrechnung auf  $\pm 17\%$ , im letztgenannten auf  $\pm 21\%$ .

Fallstudien erbrachten, daß der Strahlungsgenuß stehender Menschen bis zu 40% von dem einer Kugel abweichen kann. Für sich bewegende Personen ist die Bestrahlung im zeitlichen Mittel jedoch bei Menschen und Kugeln fast gleich. Die Besonnung eines Menschen bei bestimmten Körperhaltungen und Sonnenständen kann also durch transformierte Meßwerte ebener Auffangflächen genauer beschrieben werden als durch Kugelpyranometermessungen.

## 1. ABSTRACT

Calculation of Incoming Solar Radiation on a Sphere and on the Human Body from Global and Sky Radiation.

To estimate thermal effects on the human body caused by sunlight, either radiation sensors with spherical surfaces have to be used, or values measured with flat sensors must be converted to the geometry of man. In 1968 THEVES found, that similar area relations exist for spheres and human bodies and therefore, in 1975, constructed a radiation sensor with spherical surfaces. Measurements with such spherical pyranometers, however, cannot describe the solar radiation falling upon resting persons. Besides there is no network of spherical sensors.

The author developed two transformation formulas to compute the incoming shortwave radiation to a sphere and to human bodies, based on hourly sums of global and sky radiation fluxes  $G$  and  $D$ , which were recorded by usual pyranometers with and without a shadow-ring. In addition to the geometry of the sensor the conversions also consider the energy flux density distribution within the field of view and can be applied to any sky condition and to all locations.

Computed data, based on measurements with pyranometers are compared to spherical pyranometer measurements. The mean error in transforming radiation fluxes from flat to spherical surfaces amounts to  $\pm 10$  percent, while the mean error in measurement of spherical pyranometers by THEVES is  $\pm 9$  percent.

If shadow-rings are not available,  $D$  can be calculated according to LIU-JORDAN from  $G$  and the extraterrestrial radiation, and in accordance with KASTEN from  $G$  and the total cloud amount. In the first case, the computational error reaches  $\pm 17$  percent, in the latter  $\pm 21$  percent; still lower than radiation flux differences of at most 40 percent between an erect human body and a sphere. For moving persons however, the mean irradiance of man and sphere is nearly the same.

Thus, only if solar radiation falling on the surface of a resting man at a certain exposition is wanted, incoming fluxes can be estimated more accurate by converting data from flat sensors than from records with spherical pyranometers.

## 2. EINLEITUNG

### 2.1. Über die Bedeutung von kugelförmigen Strahlungssensoren für die meteorologische Strahlungsforschung

Bis vor wenigen Jahrzehnten beachtete die meteorologische Strahlungsforschung den Strahlungsgenuß einer frei exponierten Kugel kaum; einerseits deshalb, weil für die meisten meteorologischen Probleme eher der gesamte solare Strahlungsfluß zur "ebenen" Erdoberfläche interessiert - in diesem Zusammenhang sei etwa an die Globalstrahlung als wichtigste Größe des terrestrischen Wärmehaushalts gedacht - zum anderen aber auch aus meßtechnischen Gründen: ältere Instrumententypen mit kugelförmiger Auffangfläche weisen eine ausgesprochen mangelhafte technische Konzeption auf, und das Fehlen von Eichungen in vergleichbaren kalorischen Einheiten läßt eine vernünftige physikalische Deutung kaum zu.

Seit Mitte dieses Jahrhunderts wurden einige dieser teilweise recht alten Strahlungsmeßgeräte technisch verbessert. Aber auch völlig neu konzipierte Kugeldetektoren kamen hinzu.

Die Motivation zu Verbesserung und Neuentwicklung liegt vorwiegend in medizin- und biometeorologischen Fragestellungen begründet: Lebewesen und Pflanzen erhalten in der Biosphäre der Erde meist Strahlung aus allen Richtungen, so daß zur Erforschung deren Strahlungsgenusses kugelförmige Empfangsflächen eher geeignet erscheinen als meteorologische Standardinstrumente mit ebener Auffangfläche.

Das älteste und noch heute verwendete Strahlungsmeßinstrument überhaupt ist das "Kugelpyranometer von BELLANI" (1836). Dieser Detektor wurde inzwischen soweit verbessert, daß der Gesamtfehler für Tagessummen der Strahlung unter 3 % liegt.

Das Grundprinzip beruht auf folgendem: die Flüssigkeit in einer Kugel (z.B. Methylalkohol) destilliert bei Bestrahlung in ein luftgekühltes Glasrohr. Die Tagessummen der Strahlung sind so leicht am Flüssigkeitsstand ablesbar. Die Kugel ist mit einem gut wärmeleitenden Mantel aus Metall umgeben, dessen äußere Oberfläche als Empfängerfläche für die von allen Seiten auffallenden Strahlungsflüsse aus dem gesamten Spektrum der Sonnenstrahlung dient. Eine gläserne Hüllkugel soll Windeinflüsse fernhalten und läßt nur kurzwellige Sonnenstrahlung im Bereich von zirka 0.3 - 2  $\mu\text{m}$  Wellenlänge durch.

Langwellige Strahlungsflüsse wie die terrestrische Strahlung oder die atmosphärische Gegenstrahlung werden also nicht miterfaßt - wohl aber die kurz-

wellige Bodenreflexstrahlung, die besonders bei Neuschnee von beachtlicher Intensität sein kann.

Leider läßt die große Trägheit dieses sphärischen Pyranometers keine Messung von Momentanwerten zu: das BELLANISCHE Kugelpyranometer liefert lediglich Halbtags- oder Tagessummen der Bestrahlung.

Dies führte zum Wunsch, einen Detektor mit wesentlich kürzerer Einstellzeit zu konstruieren: THEVES et al. entwickelten um 1975 zwei kugelförmige Strahlungsempfänger unter einer Hülle, bestehend aus einer geschwärzten und einer reflektierenden Kupferkugel, deren Temperaturdifferenz thermoelektrisch gemessen wird.

Das Instrument gestattet die Bestimmung kurzweilliger Solarstrahlungsflüsse mit einer Integrationszeit von weniger als 10 Minuten.

Da im Rahmen dieser Arbeit zwei THEVESsche Kugeldetektoren zum Einsatz kommen, sollen deren Meßprinzip und Funktionsweise erst an späterer Stelle in extenso beschrieben werden.

Instrumente zur Erfassung langweilliger Strahlungsflüsse (wie der Infrarotstrahlung) müssen meßmethodisch von den oben beschriebenen Detektortypen völlig abgekoppelt werden, denn während die Ausstrahlungstemperatur der Sonne so hoch über der Meßfühlertemperatur liegt, daß die Größe des Strahlungsaustausches durch Schwankungen der Empfängertemperatur unbeeinflußt bleibt, spielt für die langweilige Strahlung die Temperatur der absorbierenden und reflektierenden Flächen eine erhebliche Rolle.

Als Vertreter solcher Geräte mit kugelförmigen Sensoren seien der "Schwarzkugelaktinograph" nach LINKE (erste Version um 1925) zur Messung der terrestrischen Strahlung genannt, sowie das "Steradiometer" von EXATEST (1976), das vorwiegend für Messungen der Strahlungsbelastung in Hitzebetrieben (z.B. in Schmieden) und zur Beschreibung des Strahlungszustandes von Innenräumen - wie etwa Klimakammern - eingesetzt wird.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich jedoch ausschließlich mit Messungen und der Kalkulation kurzweilliger Strahlungsflüsse; deshalb soll auf die letztgenannten Instrumente hier nicht weiter eingegangen werden.

## 2.2. Aufgabenstellung

Die Form eines Strahlungsempfängers, der auf den Menschen beziehbare Meßwerte von direkter Sonnen-, Himmels- und Reflexstrahlung liefern soll, muß den mittleren geometrischen Verhältnissen des menschlichen Körpers nahekommen.

Ausgehend von der Tatsache, daß für die durchschnittliche Projektionsfläche eines Menschen für alle drei Strahlungstypen nahezu gleiche Relationen bestehen wie bei kugelförmigen Körpern, konstruierten THEVES et al. einen Strahlungsdetektor mit kugelförmigen Sensoren; dieser läßt auf Grund seiner relativ geringen Einstellzeit fast Momentanmessungen zu, so daß auch Bezüge zum aktuellen Himmelszustand hergestellt werden können.

Da das Registrieren der auf eine Kugel einfallenden Solarstrahlung nicht zu den Routineaufgaben eines Wetterdienstes gehört, soll eine Umrechnung der mittels Horizontalflächenpyranometer (-solarimeter) erfaßbaren Global- und diffusen Himmelsstrahlung - unter Berücksichtigung des Bodenreflexverhaltens - auf einen Kugelflächenempfänger entwickelt werden.

Hierzu werden zwei MOLL-GORCZYNSKI Solarimeter des Typs CM5 und zwei Kugelpyranometer nach THEVES eingesetzt, wobei je ein Instrument durch Schattenring gegen die direkte Sonnenstrahlung abgeschirmt wird.

Vergleiche der transformierten Solarimetermeßdaten mit Kugelpyranometermessungen lassen Aussagen über die Güte der entwickelten Näherungsrechnung für den Strahlungsgenuß einer Kugel zu. Für den Fall, daß keine Schattenringsolarimeterdaten vorliegen, werden zwei Parameterisierungsformeln für die diffuse Himmelsstrahlung getestet: die eine beruht auf Werten der Global- und extraterrestrischen Sonnenstrahlung, die andere auf Angaben über Globalstrahlung und Bedeckungsgrad.

Es soll aber nicht nur die Bestrahlung einer Kugel rechnerisch erfaßt werden: die Kugelform beschreibt die menschliche Geometrie ja nur näherungsweise.

Mit bekannten Werten der Projektionsfläche bei verschiedenen Körperhaltungen des Menschen und unterschiedlichen Bestrahlungsrichtungen wird die Umrechnung so geändert, daß auch die tatsächliche Bestrahlung des menschlichen Körpers berechnet werden kann.

Vergleichsstudien der Besonnung von Kugel und Mensch können dann klären, inwieweit kugelförmige Sensoren auch für konkrete Körperexpositionen und Himmelszustände auf den Menschen beziehbare Strahlungswerte liefern.



Dies ist vor allem für Physiologen und medizinische Klimatologen von Interesse, wenn die für den Wärmehaushalt des Menschen wichtige und besonders an Strahlungstagen recht wärmewirksame Sonnenstrahlung durch Meßinstrumente mit kugelförmiger Auffangfläche erfaßt werden soll.

Zusätzlich zu den oben erwähnten Horizontalflächensolarimetern werden noch vier unter  $45^{\circ}$ -Neigung nach den Haupthimmelsrichtungen hin orientierte Solarmeter gleichen Typs eingesetzt. Diese sollen einerseits Informationen über die (azimutale) Verteilung der Himmelsstrahldichte geben, sowie systematische Abweichungen zwischen den Bestrahlungen verschieden exponierter Empfangsflächen im Tagesverlauf aufzeigen.

### 3. THEORETISCHER TEIL

#### 3.1. Grundlegende Betrachtungsweisen

##### 3.1.1. Die Situation des Menschen im natürlichen Strahlungsfeld

Für das Auslösen wetter- oder klimabedingter Reaktionen im Menschen sind äußere Reize notwendig, die über spezielle Rezeptoren empfangen und weitergeleitet werden.

Neben (Luft-)druck, -temperatur, -feuchtigkeit, Wind und Aerosolgehalt kommen vor allem Strahlungen als Reizquellen in Frage: letztere setzen sich aus Materie- und Feldstrahlungen aller Wellenlängen bis zur Hochfrequenzstrahlung zusammen.

Gewisse elektrische Faktoren wie die Radiofrequenzstrahlung der Sonne, das luftelektrische Feld, der Erdmagnetismus und hochfrequente atmosphärische Impulsstrahlungsflüsse (Atmosferics) werden für die "Wetterfühligkeit" mitverantwortlich gemacht; deren biologische Wirkungsmechanismen sind jedoch noch nicht geklärt.

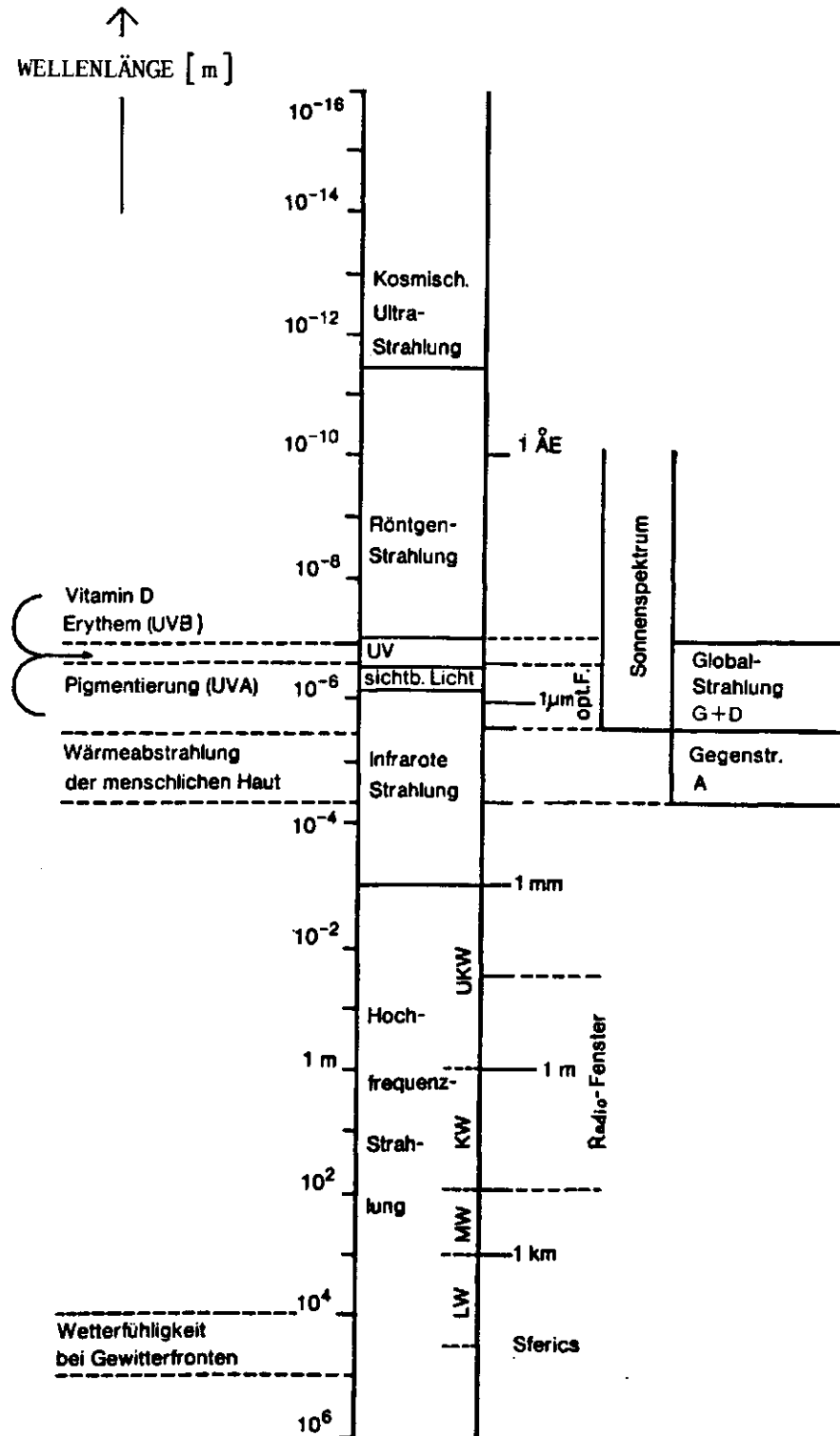
Mediziner diskutieren u.a. biologische Beeinflussungen der Grenzflächenpotentiale (Synapsen, Zellwände) sowie der Molekülstruktur des Zellwassers durch Sferics (siehe FAUST<sup>6</sup>, 1978). Ob aber atmosphärische Impulsstrahlen Potentialschwankungen der Zelle tatsächlich beeinflussen, konnte bislang noch nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden.

Die Belastung durch ionisierende Strahlung ist von Mensch zu Mensch im Einzelfall recht verschieden.

Neuere Untersuchungen von JAKOBI<sup>10</sup> (1982) ergaben, daß heutzutage die mittlere effektive Äquivalentdosis pro Kopf unserer Bevölkerung durch Strahlenanwendung in der medizinischen Diagnostik (Röntgenuntersuchungen des Thorax, Mammographie, Schilddrüsenfunktionstests) etwa die gleiche Höhe hat wie die "natürliche" radioaktive Strahlenbelastung: diese beläuft sich auf zirka 150 - 200 mrem/Jahr.

Von dieser "natürlichen" Strahlungsexposition entfällt mehr als ein Drittel auf den Beitrag der Radioaktivität in den Baustoffen unserer Häuser. Sie wird zu 80 - 90 % durch die relativ hohe Lungendosis infolge von Radon-Zerfallsprodukten in Wohn- und Arbeitsräumen verursacht und ist somit zu einem großen Teil zivilisationsbedingt.

Abb. 1 Die Komponenten der elektromagnetischen Strahlung, denen der Mensch ausgesetzt ist  
(Nach Angaben von SCHULZE<sup>28</sup>, 1970)



Besonders bemerkenswert ist die Tatsache, daß die effektive Äquivalentdosis (pro Kopf unserer Bevölkerung und auf den Jahresdurchschnitt bezogen) der durch radioaktive Emissionen von Kohle- und Kernkraftwerken aufgenommenen Strahlung zu weniger als 1/1000 der gesamten "natürlichen" radioaktiven Strahlungsbelastung des Menschen entspricht.

Auf detaillierte Angaben über karzinogene und strahlungenetische Risiken einzelner Personenkreise soll hier verzichtet werden (siehe hierzu etwa RAUSCH<sup>26</sup>, 1979).

Die optisch-thermische Wellenstrahlung der Sonne stellt die größte und wichtigste Energiequelle für die Biosphäre der Erde dar.

Die Energie der auf die Erdoberfläche treffenden Sonnenstrahlung verteilt sich ungefähr zu 45 % auf das sichtbare Licht, zu etwa 45 % auf infrarote und zirka zu 9 % auf ultraviolette Strahlen im UVA- und UVB-Bereich.

Die kurzwellige Sonnenstrahlung umfaßt nur ein relativ schmales Intervall im breiten Spektrum elektromagnetischer Strahlung, der der Mensch ausgesetzt ist (vergleiche Abbildung 1).

Die unmittelbare Beeinflussung des Organismus durch solare Bestrahlung führt zu zwei unterschiedlichen Reaktionstypen:

- a) zu photochemischen Effekten,
- b) zur Erwärmung des Körpers.

Zur Erwärmung tragen alle Komponenten im Spektrum der Sonnenstrahlung\* ( $0.28 \leq \lambda \leq 4 \mu\text{m}$ ) bei (hierbei dominieren jedoch langwellige Anteile), während photochemische Effekte auf bestimmte spektrale Regionen beschränkt sind: so liegt zum Beispiel der sichtbare Bereich im Intervall  $0.38 - 0.78 \mu\text{m}$ , während das Vitamin D\*\* nur bei Wellenlängen unter  $0.38 \mu\text{m}$  produziert wird; die direkte Hautpigmentierung läßt sich auf Wirkungen der UVA-Strahlung ( $0.32 - 0.38 \mu\text{m}$ ) zurückführen, die UVB-Komponente ( $0.28 - 0.32 \mu\text{m}$ ) kann einen Sonnenbrand (Erythem) hervorrufen.

Die Sonne wird häufig mit einem schwarzen Körper verglichen; das ist aber nur für den langwelligen Anteil richtig. Der kurzwellige Teil weist mehrere markante Minima auf (vergleiche Abbildung 2). Diese entsprechen im wesentlichen den Fraunhoferschen Linien und beruhen auf Absorptionsvorgängen in höheren Schichten der Sonnenatmosphäre; ein weiterer Effekt der Sonnenatmosphäre stellt die für kürzere Wellenlängen größere Helligkeitsabnahme zum Rand der Sonnenscheibe, die sogenannte "Randverdunkelung", dar.

Das extraterrestrische Spektrum der direkten Sonnenstrahlung wird auf dem Weg

---

\*) Zitiert aus BLUM<sup>5</sup>, Medical Climatology, Seite 229

\*\*) Die Sonnenstrahlung wirkt hierbei als Katalysator

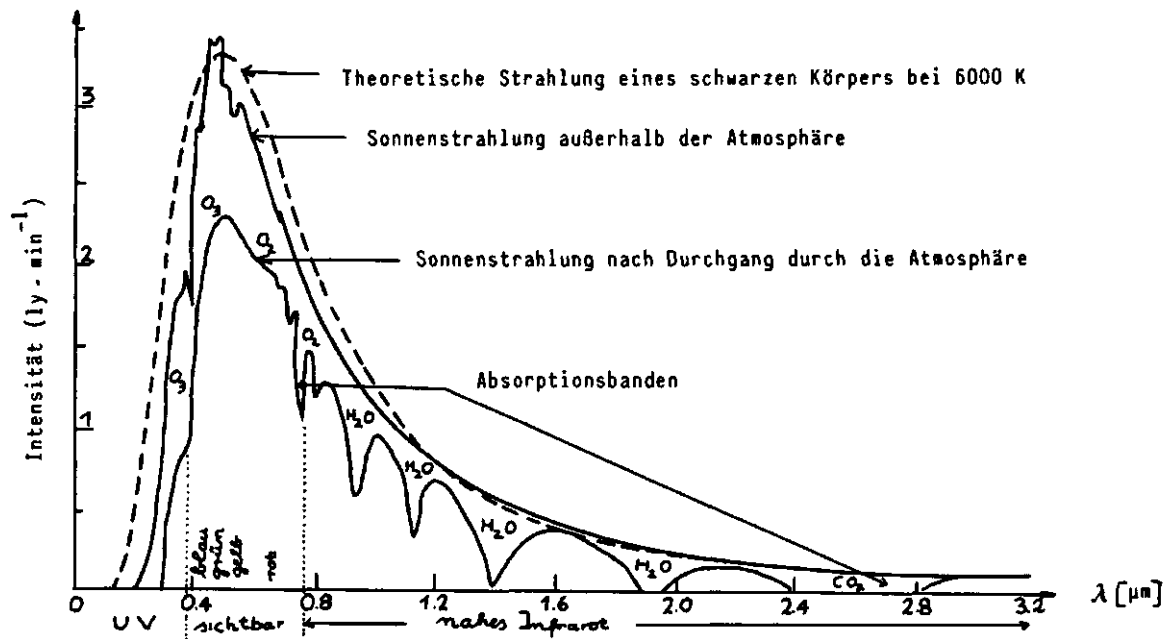
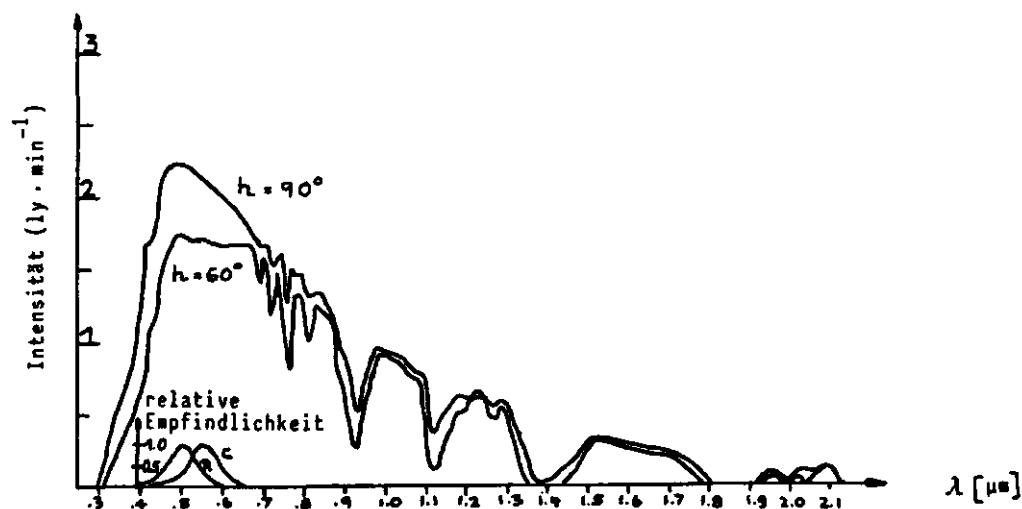


Abb. 2 Die spektrale Verteilung der Sonnenstrahlung und ihre Änderung beim Durchgang durch die Atmosphäre bei Zenitstand der Sonne (Nach Angaben von MÖLLER, zitiert nach WEISCHET<sup>34</sup>, 1979).

Abb. 3 Spektrum der Sonnenstrahlung auf Meeresniveau bei Zenitstand der Sonne, sowie bei einer Sonnenhöhe von  $h = 60^\circ$ . Ebenfalls eingetragen ist die skotopische (R) und photopische (C) Empfindlichkeit des menschlichen Auges. Die Sehzellen der Netzhaut bestehen aus skotopisch empfindlichen Stäbchen ("Dämmerungs-" und "Schwarzweißsehen") und photopisch empfindlichen Zäpfchen ("Tages-" und "Farbsehen"). Unter skotopischen Bedingungen ergibt sich eine Verschiebung des subjektiven Helligkeitsmaximums zu den kürzeren Wellenlängen hin (Nach BLUM<sup>35</sup>, 1945).



Bemerkung:  $1 \text{ ly} \cdot \text{min}^{-1} = 697.3 \text{ W/m}^2$

durch die Erdatmosphäre verändert: hierfür sind Streuvorgänge an Luftpartikeln und Wolkenelementen sowie die Absorption vor allem durch Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon verantwortlich.

Die Absorption durch Ozon ist energetisch relativ schwach, jedoch von großer Bedeutung, weil durch sie die für den Menschen schädliche UVC-Komponente im ultravioletten Bereich weitgehend eliminiert wird.

Besonders kleine Teilchen wie Luftmoleküle streuen Komponenten mit kürzeren Wellenlängen viel stärker als langwellige Anteile; deshalb ist das Maximum der die Erdoberfläche erreichenden UV-Strahlung hauptsächlich im gestreuten Himmelslicht und kaum in der direkten Sonnenstrahlung enthalten. Die Abbildung 3 zeigt, daß die direkte Sonnenstrahlung für  $h < 60^\circ$  kaum und bei  $h > 60^\circ$  nur sehr wenig UV-Strahlung enthält, während die Strahlungsintensität im optischen Bereich bereits für  $h = 60^\circ$  hohe Werte erreicht ( $h$  = Sonnenhöhe).

Die Größenordnungen der UV-Strahlungsflüsse im Lebensraum liegen je nach Einfallswinkel der Sonne im Mittel etwa bei folgenden Werten:

Sonnenhöhe	$10^\circ$	$30^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	
UV-B	0.05	1.03	2.8	4.0	$\text{Wm}^{-2}$
UV-A	4.7	25	50	68	$\text{Wm}^{-2}$

Tab. 1: UV-Strahlung als Funktion der Sonnenhöhe. Die Werte der UVA- und UVB-Strahlungsflüsse beruhen auf Messungen mit einem Horizontalflächendetektor nach Larché.  
(nach SCHULZE<sup>28</sup>, 1970)

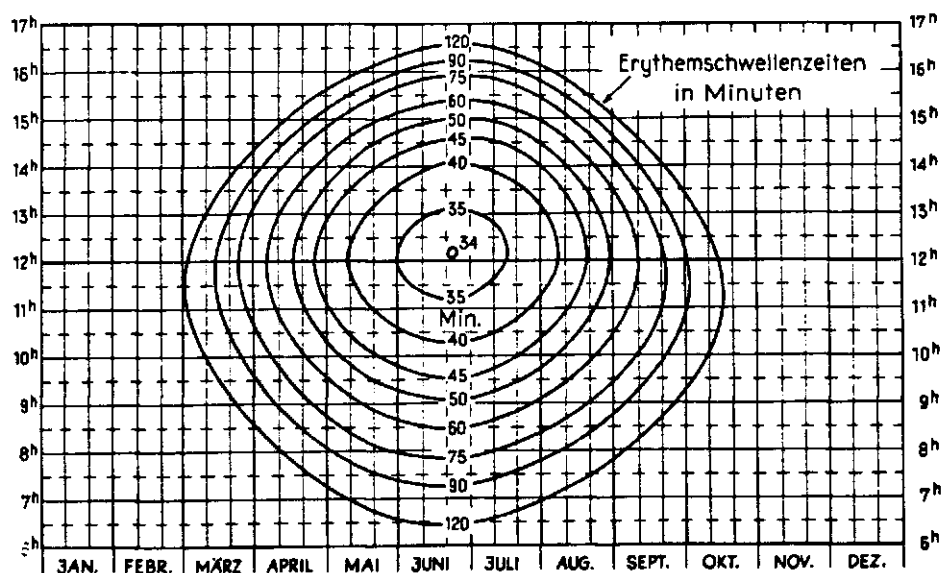


Abb. 4 Sonnendosierungsempfehlung nach PFLEIDERER<sup>23</sup>, 1951 (Uhrzeit: Beginn des Sonnenbades).  
Gültig für Strahlungstage,  $\varphi \approx 55^\circ$ .

Die Zahlenangaben von PFLEIDERER<sup>23</sup> (1951) über die Empfehlung für Sonnenbäder basieren auf biologischen Versuchen und physikalischen Meßreihen (siehe Abb. 4). Da die hierbei eingesetzten Strahlungsdetektoren überwiegend horizontale Empfangsflächen aufwiesen, erscheint eine Beziehbarkeit auf den Strahlungsgenuß des dreidimensionalen menschlichen Körpers überprüfenswert (vergleiche hierzu WITZLEB<sup>35</sup>, 1982). So wird zum Beispiel die mitunter beträchtliche winterliche UV-Bestrahlung an der See nach obiger Dosierungsempfehlung grob unterschätzt.

Zur Wärmezufuhr des Menschen im Freien trägt die Sonne auch auf indirektem Wege bei. Die langwelligen Strahlungsflüsse von Atmosphäre und Erdoberfläche sind ebenfalls thermisch wirksam.

Die Erdatmosphäre führt nämlich zu einem "Glashauseffekt". sie läßt einen Großteil der Sonnenstrahlung zum Erdboden durch, der sich dadurch erwärmt und seinerseits der Oberflächentemperatur gemäß im langwelligen Spektralbereich ausstrahlt. Die von der Erde abgegebene Infrarotstrahlung kann jedoch nicht ungehindert in den Weltenraum entweichen, da - wie oben erwähnt - der atmosphärische Wasserdampf und Kohlendioxid im langwelligen Bereich absorbieren. Die Wasserdampf- und Kohlendioxid-Moleküle senden ihrerseits langwellige Strahlung aus, die zum Teil der Erdoberfläche wieder zugute kommen.

Dadurch erhöht sich die mittlere Temperatur an der Erdoberfläche auf etwa +14 °C, während sie sonst bei etwa -21 °C läge (vergleiche hierzu MÖLLER<sup>20</sup>, 1973).

Die Abstrahlung vom menschlichen Körper in die umgebende Luft entspricht fast der Emission eines Schwarzkörpers und beträgt für eine Hautoberfläche von 1.6 m<sup>2</sup> ungefähr 16 kWh pro Tag; sie ist nahezu unabhängig vom Bekleidungszustand (zitiert nach SCHULZE<sup>28</sup>). Da der Mensch durchschnittlich nur etwa 4 kWh pro Tag durch Ernährung zu sich nimmt, muß das Defizit von 12 kWh pro Tag bei Aufenthalt im Freien überwiegend durch die Gegenstrahlung der Atmosphäre und die Abstrahlung des Erdbodens gedeckt werden.

Hierbei ist es von besonderer Bedeutung, daß der Warmblütler Mensch durch körpereigene Regulierung der Temperatur eine Körperkerntemperatur von 36.5 °C behält (siehe hierzu GANONG<sup>8</sup>, 1979). Die im Organismus des Menschen durch Stoffwechsel nach Abzug der äußeren mechanischen Arbeit (zum Beispiel durch das Heben von Lasten) gebildete Wärme wird über Konvektion, Strahlung und Verdunstung an die Umwelt abgegeben.

Liegt die Temperatur der abstrahlenden Körperoberfläche (Haut und/oder Bekleidung) im Schatten um etwa 7 °C höher als die der Umgebung, so reicht die Wärmeproduktion durch Stoffwechsel nicht mehr aus, um eine Unterkühlung zu verhindern.

Andererseits kann die kurzwellige Sonnenstrahlung an Strahlungstagen für den Menschen eine sehr bedeutsame Energiequelle darstellen, mit einem Betrag durchaus über dem Umsatz aus Stoffwechselenergie (JENDRITZKY<sup>11</sup>, 1982). Bei starker körperlicher Arbeit sind also zusätzliche Wärmebelastungen - wie sie etwa durch ein intensives Sonnenbad entstehen - der Gesundheit abträglich, weil zur Aufrechterhaltung des für Warmblütler lebenswichtigen thermischen Gleichgewichts dann vor allem erhöhte Anforderungen an das Herz-Kreislauf-System gestellt werden.

So wird nach WITZLEB<sup>35</sup> (1982) dem menschlichen Organismus allein durch kurz- und langwellige Strahlung schon bei einer Himmelstemperatur\* von +12 °C, einer Lufttemperatur von +28 °C und einer Bodentemperatur von +30 °C unter Normalbedingungen nahezu die doppelte Wärmemenge pro Zeiteinheit zugeführt, die er unter Ruhebedingungen (zirka 47 Wm<sup>-2</sup>) selbst produziert.

Bei indifferenten Umgebungstemperaturen und unter Ruhebedingungen bestimmen sich die mittleren Entwärmungsraten beim Menschen wie folgt:

- durch Infrarotabstrahlung des Körpers: 42 %
- durch Leitung und Konvektion in der Grenzfläche Körper/Luft: 26 %
- durch Verdunstung über die Hautoberfläche: 18 %
- durch Wärmeabgabe und Verdunstung über Lunge und Atemwege: 14 %

Diese Liste läßt erkennen, welchen bedeutenden Beitrag Haut und Atmungsorgane zur Aufrechterhaltung der Körpertemperatur liefern.

Weitere physiologische Einzelheiten entnehme der interessierte Leser etwa dem medizinischen Lehrbuch von GANONG<sup>8</sup>.

### 3.1.2. Faktoren, die den solaren Strahlungsgenuß einer Empfangsfläche beeinflussen

Die auf eine Empfangsfläche fallende Strahlungsenergie hängt bei gegebener Geometrie und Exposition nur von der Strahldichteverteilung im Gesichtsfeld ab. Diese wiederum variiert nicht nur mit dem Sonnenstand, sondern auch mit der Trübung und dem optischen Verhalten der Atmosphäre sowie den Reflexionseigenschaften der Erdoberfläche.

---

\*) Die Himmelstemperatur gibt an, welche Temperatur ein schwarzer Körper hätte, wenn er die der Gegenstrahlung entsprechende Energie emittiert.



Hier empfiehlt es sich, wolkenlose und bedeckte Himmelszustände getrennt zu diskutieren. An wolkenlosen Tagen wird die Durchlässigkeit der Atmosphäre von der Zahl der Luftmoleküle, vom Dunstgehalt und von der Absorption einzelner Gase beeinflusst, während bei Bewölkung neben diesen Faktoren sowohl Wolkentyp und Bedeckungsgrad als auch die Verteilung der Wolken am Himmel maßgebend oder dominierend sind.

Die Strahldichtevertelung am Himmel wird wesentlich von den verschiedenen Streuvorgängen beeinflusst.

Als Streuzentren wirken Luftmoleküle, Aerosolteilchen, Wolken- und Regentröpfchen und Eisteilchen. Sowohl die Intensität als auch die Richtungsverteilung des Streulichtes hängen von der Größe der Teilchen ab.

An Teilchen, die sehr klein gegen die Wellenlänge  $\lambda$  des einfallenden Lichtes sind, tritt Rayleigh-Streuung auf. In der Atmosphäre wird diese Streuung im wesentlichen von den Luftmolekülen verursacht. Die Intensität des so gestreuten Lichtes ist proportional zu  $\lambda^{-4}$ : blaues Licht wird daher stärker gestreut als rotes, was die blaue Farbe des Himmelslichtes erklärt. Die Rayleigh-Streuung erfolgt nicht nach allen Seiten gleichmäßig. Zwar ist die Streuung in Vorwärtsrichtung gleich der in Rückwärtsrichtung, die Seitwärtsstreuung ist jedoch nur halb so groß.

Sind die Partikel größer als Luftmoleküle, so versagt die Rayleigh-Theorie\*. Teilchen, deren Durchmesser nicht wesentlich von der Wellenlänge  $\lambda$  des Lichtes abweicht, streuen das Licht umgekehrt proportional zu  $\lambda^n$ , wobei  $n$  nun Werte annimmt, die kleiner als vier sind. Die Größe von Aerosolteilchen in der Atmosphäre variiert natürlich stark, womit sich  $n$  entsprechend ändert; im Durchschnitt kann man mit  $n \approx 1.3$  rechnen. Sind die Teilchen viel größer als  $\lambda$ , dann wird  $n$  gleich Null. So streuen kleine Wassertröpfchen und Eiskristalle in den Wolken das Sonnenlicht unabhängig von der Wellenlänge (wodurch sonnenbeleuchtete Wolken intensiv weiß erscheinen). Die Streufunktion der atmosphärischen Aerosolteilchen kann durch die von MIE (1908) entwickelte Theorie berechnet werden. Die Winkelabhängigkeit der an solchen Partikeln gestreuten Strahlung weicht von der symmetrischen Rayleigh-Streuung erheblich ab. Die Vorwärtsstreuung ist hier um mehrere Zehnerpotenzen größer als die Rückwärtsstreuung, wobei das Verhältnis von Vorwärts- zu Rückwärtsstreuung mit dem Teilchenradius wächst. Die ausgeprägte Vorwärtsorientierung bei der Streuung am Dunst kann insbesondere in den frühen Vormittagsstunden zu einer starken Aufhellung des Himmels in der Sonnenumgebung ("Aureole") führen.

---

\*) aufgestellt von Lord RAYLEIGH um 1871

Das optische Verhalten der streuenden Luftbestandteile kann also durch die Theorien von RAYLEIGH und MIE angegeben werden. Die Theorie von Rayleigh gilt für Teilchen mit einem Durchmesser bis zu  $1/10$  der Lichtwellenlänge, also in der Hauptsache für die Moleküle der atmosphärischen Gase, die Mie-Theorie auch für alle größeren Teilchen. Beide Theorien basieren auf den Maxwell'schen Gleichungen der Elektrodynamik und behandeln die Extinktion, Streuung und Polarisation der Streustrahlung beleuchteter (kugelförmiger) Teilchen, wobei die Theorie von Mie die von Rayleigh als Spezialfall enthält (eine explizite Beschreibung beider Theorien findet man u. a. bei McCARTNEY<sup>19</sup> (1976), Kapitel 4-6).

Die Streuung des Lichtes in der Atmosphäre ist ein sehr kompliziertes Phänomen. Es ist nicht nur das direkte Sonnenlicht, das gestreut wird, sondern auch das früher gestreute. Der Effekt dieser Vielfachstreuung ist besonders ausgeprägt für Strahlen, die in ein optisch dickes Medium wie eine Wolke eindringen. Wegen der vielfältigen Wechselwirkungen zwischen Strahlungsquanten und Wolkentröpfchen sind zum Beispiel Aussagen über den Austrittswinkel eines die Wolkenschicht durchdringenden Lichtstrahls nicht einfach zu berechnen.

Besonders im Fall der durchbrochenen Bewölkung ist das Strahlungsfeld komplex und inhomogen, da viele Wolken eine irreguläre Struktur aufweisen und ihre Form und Position am Himmel mit der Zeit ändern.

An wolkenlosen Tagen bestimmt der atmosphärische Dunstgehalt die Strahldichteverteilung am Himmelsgewölbe, wobei wegen der Vorwärtsorientierung der Streufunktion stark anisotrope Verhältnisse herrschen.

Wächst der Bedeckungsgrad  $N$  im Falle nichttransparenter Bewölkung über  $N = 6/8$ , so verlagert sich das Intensitätsmaximum der solaren Strahlung aus der zirkum-solaren Region in Richtung Zenit. Bei  $N = 8/8$  ist nur noch eine schwach ausgeprägte Vorzugsrichtung nachweisbar (vergleiche hierzu SINN<sup>27</sup> (1982), Seite 64).

Für niedrige Sonnenstände ist bei durchbrochener Quellbewölkung der Kulissen-effekt bedeutsam: zur Sonne hin exponierte Empfangsflächen erhalten dann sehr viel weniger Sonnenstrahlung als im unbewölkten Fall, da bei flacher Einstrahlung die direkte Sonnenstrahlung fast gar nicht und die diffuse Himmelsstrahlung nur stark geschwächt durch die Wolkendecke dringt; sonnenabgewandte Auffangflächen hingegen können durch Reflexvorgänge an den Wolkenrändern unter Umständen noch intensiver bestrahlt werden als bei klarer Atmosphäre (siehe SINN<sup>27</sup>, Seite 57).

Böden mit hohem Reflexionsvermögen wirken besonders auf den Strahlungsgenuß geneigter oder sphärischer Auffangflächen ein; doch auch ein horizontal aufgestellter, ebener und nach oben gerichteter Empfänger wird durch Mehrfach-

streuung einen kräftig reflektierenden Untergrund noch spüren (besonders kräftige Horizontaufhellung bei Schneebedeckung an Strahlungstagen!).

Natürliche Oberflächen weichen je nach Bodentyp, Orientierung und spektraler Zusammensetzung der einfallenden Strahlung von einem isotropen Reflektor ab. Bei den meisten Rechenmodellen wird die Erdoberfläche jedoch als Lambertscher Reflektor angesehen, da die Annahme eines isotrop reflektierenden Untergrunds für helle Flächen (vergleiche FITCH<sup>7</sup>, 1981) in guter Näherung zutrifft\*, und im Falle dunkler Böden wegen der dann schwächeren Reflexstrahlung nur kleine Abweichungen auftreten. Hingegen sind Effekte durch Pflanzenbewuchs, Gebäude und durch topographische Unebenheiten im Einzelfall schwer kalkulierbar.

Neben den bisher diskutierten Strahldichteverteilungen sind aber insbesondere die Geometrie und die Exposition des Empfängers grundlegend.

Bei Pyranometern mit horizontaler, nach oben gerichteter Empfangsfläche wird die Bestrahlung durch die Sonne, den Himmel und gegebenenfalls noch durch Reflexe an Körpern der Umgebung gemessen. Die Intensität der auf die Horizontale gelangenden Strahlung hängt dann stark von der Einfallsrichtung ab, da die effektive Auffangfläche nach dem Lambertschen Kosinusetz mit zunehmendem Zenitwinkel immer kleiner wird.

Gleiches gilt für geneigte ebene Empfänger.

Bei kugelförmigen Sensoren und geneigten ebenen Auffangflächen kommt neben der direkten Sonnenstrahlung und diffusen Himmelsstrahlung aus dem oberen Halbraum noch die gesamte oder Teile der Reflexstrahlung aus dem unteren Halbraum hinzu.

### 3.1.3. Die Globalstrahlung und ihre Komponenten

Die Globalstrahlung  $G$  gibt den totalen solaren Strahlungsfluß aus dem oberen Halbraum auf eine ebene Fläche an. Sie ist die zentrale Größe für alle Betrachtungen des Strahlungshaushalts am Erdboden.

$G$  läßt sich in zwei Komponenten zerlegen: in die direkte Sonnenstrahlung gegen die horizontale Fläche  $I_{\text{hor}}$  und in die diffuse Himmelsstrahlung  $D$ :

---

\*) Dies gilt jedoch nicht für eine Schneedecke.

$$G = I_{\text{hor}} + D = I \cdot \cos z + D = I \cdot \sin h + D \quad (3.1)$$

mit  $I$  = direkte Sonnenstrahlung auf eine senkrecht zur Einfalls-  
richtung orientierte Fläche,  
 $z$  = Zenitdistanz der Sonne,  
 $h$  = Sonnenhöhe.

Die direkte Sonnenstrahlung  $I$  ist derjenige Anteil der unmittelbaren, nahezu gradlinigen Sonnenstrahlung, der aus dem Raumwinkel mit  $0.25^\circ$  Abstand zur Sonnenmitte die Erdoberfläche erreicht und auf eine senkrecht zur Strahlungsrichtung orientierte Einheitsfläche fällt.

Weil die direkten Strahlen in guter Näherung parallel sind, läßt sich zur Transformation von  $I$  auf anders exponierte Flächen das Lambertsche Kosinusetz heranziehen (siehe oben).

Durch Streuung an den Molekülen der Atmosphäre, Absorption durch Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon, Sauerstoff sowie Streuung und Absorption durch Aerosol erfährt die extraterrestrische Sonnenstrahlung auf ihrem Weg durch die Atmosphäre eine Schwächung. Diese variiert bei konstanten atmosphärischen Verhältnissen mit der durchstrahlten Luftmenge; das heißt die Extinktion muß mit abnehmender Sonnenhöhe zunehmen.

Dies führte zur Definition der relativen Luftmasse  $m$ :

$$m = \frac{1}{\sin h} \cdot \frac{p}{p_0} \quad (3.2)$$

mit  $p$  = Luftdruck an der Meßstelle,  
 $p_0$  = Normalluftdruck = 1013.2 mb.

Bei  $p = p_0$  wird  $m$  bei vertikalem Strahlengang gleich 1, mit abnehmender Sonnenhöhe wird  $m$  entsprechend größer (siehe Abbildung 5). Eine Normierung mit dem Luftdruck ist insofern sinnvoll, als  $p$  ein Maß für die Luftmenge über der Meßstelle ist. Es lassen sich somit auch Verhältnisse im Hochgebirge beschreiben.

Nun sind sowohl die Streuung, als auch die Absorption der Strahlung Funktionen der Wellenlänge  $\lambda$ . Da die solare Strahlung über unendlich viele Wellenlängen verteilt einfällt, läßt sich die Extinktion der direkten Strahlung zunächst nur für einzelne Wellenlängen angeben. Jede Schwächung monochromatischer Strahlung erfolgt nach dem Gesetz von BOUGUER und LAMBERT. Unter der Annahme, daß die Atmosphäre planparallel und horizontal homogen geschichtet ist, gilt für

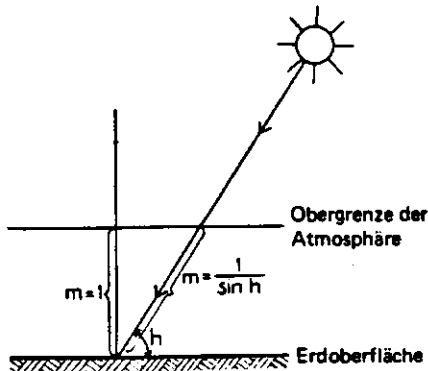


Abb.5 Veranschaulichung des Begriffs relative Luftmasse  $m$  (mit der Annahme  $p=p_0$  an der Erdoberfläche).

die spektrale direkte Sonnenstrahlung  $I_\lambda$  an der Erdoberfläche:

$$I_\lambda = I_{\text{ex}\lambda} \cdot e^{-\tau_\lambda \cdot m} = I_{\text{ex}\lambda} \cdot e^{-\tau_\lambda \cdot p / \sin h \cdot p_0} \quad (3.3)$$

mit  $I_{\text{ex}\lambda}$  = spektrale extraterrestrische Intensität der Sonne  
 $\tau_\lambda$  = spektrale optische Dicke der Atmosphäre in Zenitrichtung  
 $m$  = relative Luftmasse

Zur Beschreibung wellenlängenintegrierter Werte müßten die Beiträge der verschiedenen Wellenlängen einzeln behandelt und aufsummiert werden

$$I = \int_{\lambda=0}^{\infty} I_\lambda \cdot d\lambda \quad (3.4)$$

Die diffuse Himmelsstrahlung  $D$  ist die nach einfacher oder mehrfacher Streuung aus dem oberen Halbraum zur Erdoberfläche gelangende Sonnenstrahlung.  $D$  ist das Integral über alle Strahldichten des oberen Halbraumes, gewichtet mit dem Kosinus der Zenitdistanz.

Wenn die am Erdboden aus einem Raumwinkelement  $d\Omega$  mit den sphärischen Koordinaten  $z$  (= Zenitdistanz) und  $\alpha$  (= Azimutwinkel) empfangene Strahlung mit  $L(z, \alpha)$  bezeichnet wird, lautet der diffuse Strahlungsfluß  $D$  am Erdboden:

$$D = \int_{\Omega} L(z, \alpha) \cdot \cos z \cdot d\Omega \quad (3.5)$$

Wie aus Abbildung 6 ersichtlich, gilt hierbei für  $d\Omega$ :

$$d\Omega = \sin z \cdot dz \cdot d\alpha$$

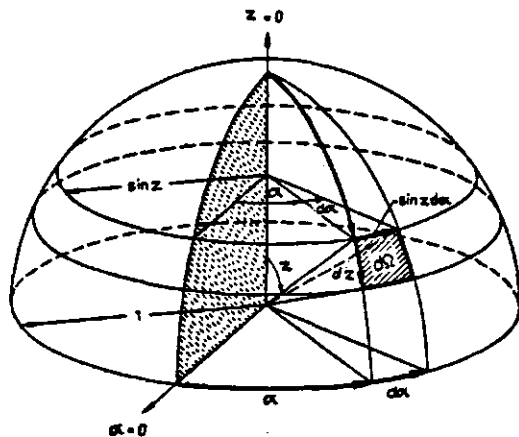


Abb. 6 Definition des Raumwinkels  $d\Omega$  auf der Einheitskugel.

$z$  = Zenitwinkel  
 $\alpha$  = Azimutwinkel

(nach KASTEN und RASCHKE<sup>16</sup>, 1974)

Zwischen der diffusen Himmelsstrahlung  $D$  und der Strahldichte  $L(z, \alpha)$  besteht somit die Beziehung

$$D = \int_{\alpha=0}^{2\pi} \int_{z=0}^{\pi/2} L(z, \alpha) \cdot \cos z \cdot \sin z \cdot dz \cdot d\alpha \quad (3.6)$$

Wegen der starken Abhängigkeit von der Verteilung des  $L(z, \alpha)$  ist die Gleichung (3.6) ohne Informationen über die räumliche Verteilung der Himmelsstrahldichte unbestimmt. Bedingt durch die komplexen atmosphärischen Streuvorgänge sind Angaben über  $L(z, \alpha)$  nur mit sehr komplizierten Näherungsrechnungen oder durch aufwendige Messungen mit einem "Sky-Scanner" (das ist ein Strahlungssensor, der in schneller Folge das Himmelsgewölbe "punktförmig" abtastet) möglich.

Die Globalstrahlung  $G$  zeigt sowohl jahreszeitliche Schwankungen, als auch kurzperiodische Fluktuationen, die in erster Linie durch wechselnde Bewölkungsverhältnisse hervorgerufen werden.

$G$  kann bei klarem Himmel und hochstehender Sonne in mittleren Breiten Werte bis über  $900 \text{ Wm}^{-2}$  erreichen. Bei völliger Wolkenbedeckung wird die solare Strahlung auf ihrem Weg zur Erde so stark geschwächt, daß die Globalstrahlung unter Umständen auf weniger als ein Zehntel der Werte für wolkenlose Tage absinkt.

Die Abbildung 7 zeigt Zehnjahresmittelwerte stundenweise ausgewerteter Messungen der Global- und Himmelsstrahlung sowie der direkten Sonnenstrahlung (gemessen in Hamburg-Fuhlsbüttel).  $G$ ,  $D$  und  $I_{\text{hor}}$  erreichen gegen Mittag maximale Intensitäten.  $D$  nimmt im Sommer etwa halb so hohe, im Winter fast genauso hohe Werte wie  $G$  an. Die Intensität der direkten Sonnenstrahlung  $I_{\text{hor}}$  (bezogen auf die horizontale Einheitsfläche) ist im März und April am späten Vormittag relativ schwach ausgeprägt; dies ist auf die lokalklimatische Bewölkung zurückzuführen.

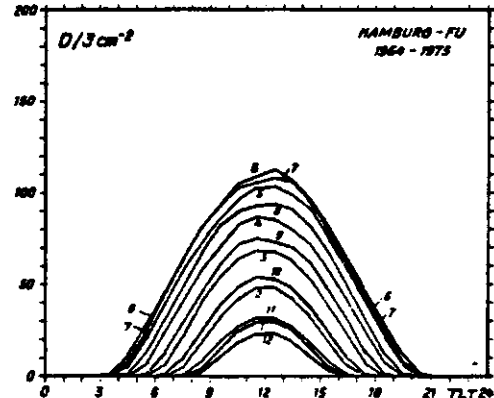
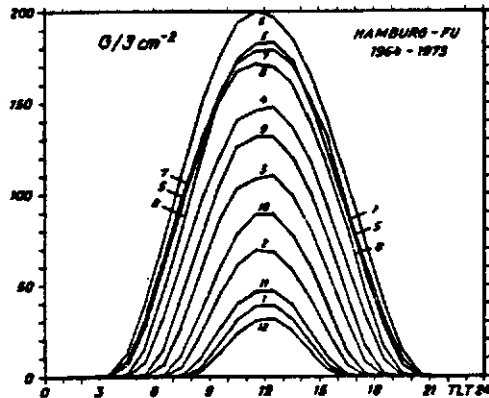
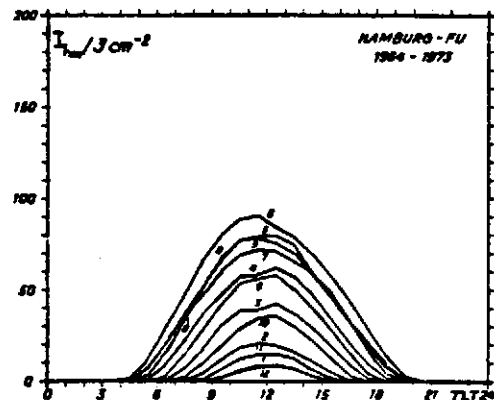


Abb. 7 Zehnjahresmittelwerte von Stundensummen der Globalstrahlung  $G$ , der diffusen Himmelsstrahlung  $D$  sowie der direkten Sonnenstrahlung  $I_{hor}$  für die Monate Januar - Dezember in Hamburg.  
 $1 \text{ J/cm}^2 \text{ h} = 2.778 \text{ W/m}^2$   
 (Nach KASTEN<sup>14</sup>, 1977)



### 3.1.4. Die Bestrahlung geneigter Auffangflächen

Für eine große Anzahl agrarmeteorologischer, geophysikalischer und biologischer Probleme ist es von großem Interesse, welche Werte der Sonnen- und Himmelsstrahlung nichthorizontale Flächen erhalten. Dies gilt auch für viele Anwendungsbereiche der Solartechnik: hier wird die günstigste Exposition von Sonnenkollektoren gewünscht.

Bisher liegen Strahlungsdaten überwiegend nur für horizontale Flächen vor. Da etwa Sonnenkollektoren stets geneigt aufgestellt werden, ist es zur Bestimmung des Systemnutzungsgrades von Solaranlagen nötig, die Strahlung auf geneigte Flächen umzurechnen.

Routinemäßig werden fast ausschließlich Registrierungen mit Horizontalflächen-

detektoren (Pyranometer, Solarimeter) durchgeführt. Die diffuse Himmelsstrahlung  $D$  läßt sich meßtechnisch durch Ringbeschattung der Empfängerfläche erfassen. Wenn zusätzlich ein unbeschattetes Pyranometer die Globalstrahlung  $G$  registriert, so ergibt sich die direkte Sonnenstrahlung auf die horizontale Fläche zu  $I_{\text{hor}} = G - D$ . Die direkte Sonnenstrahlung  $I$  auf die zur Sonne senkrechte Fläche läßt sich daraus leicht nach dem Lambertschen Kosinusetz transformieren. Mit  $z :=$  Zenitwinkel erhält man:

$$I = (G - D) / \cos z \quad (3.7)$$

$I$  ist auch direkt meßbar, wenn Strahlungsdetektoren mit kleinen Öffnungswinkeln eingesetzt werden. Die Empfängerflächen solcher Pyrheliometer (Aktinometer) erblicken nur die Sonnenscheibe sowie deren unmittelbare Umgebung und müssen manuell oder mittels Synchromotor der Sonne nachgeführt werden.

Die Transformation der direkten Sonnenstrahlung  $I$  auf eine unter dem Winkel  $\beta$  gegen die Horizontale geneigte ebene Fläche bestimmt sich aus dem sphärischen Winkelabstand  $i$  zwischen der Empfangsflächennormalen  $n$  und der Sonne. Hierzu liefert das Lambertsche Kosinusetz

$$I_{\beta} = I \cdot \cos i \quad (3.8)$$

Für  $\cos i$  gilt (vergleiche Abbildung 8):

$$\begin{aligned} \cos i &= \cos \beta \cdot \cos z + \sin \beta \cdot \sin z \cdot \cos(\alpha - \alpha') \\ &= \cos \beta \cdot \sin h + \sin \beta \cdot \cos h \cdot \cos(\alpha - \alpha') \end{aligned} \quad (3.9)$$

mit  $\beta :=$  Neigungswinkel des Empfängers gegen die Horizontale

$h :=$  Sonnenhöhe  $= 90^{\circ} - z$

$\alpha :=$  solarer Azimut

$\alpha' :=$  Azimutwinkel zwischen der auf die horizontale Ebene projizierten Flächennormalen  $n$  und der Südrichtung

Die Sonnenhöhe  $h$  und der solare Azimut  $\alpha$  können für eine bestimmte Zeit und bei bekannter Deklination der Sonne  $\delta$  einfach für jeden Ort der Erde berechnet werden:

$$\sin h = \sin \phi \cdot \sin \delta + \cos \phi \cdot \cos \delta \cdot \cos h = \cos z \quad (3.10)$$



$$\cos \alpha = \frac{\sin h \cdot \sin \phi - \sin \delta}{\cos h \cdot \cos \phi} \quad (3.11)$$

wobei  $\delta$  := Deklination der Sonne

$\phi$  := geographische Breite

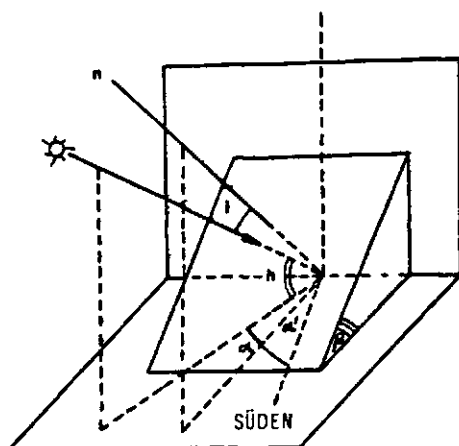


Abb. 8

Geometrische Beziehungen für eine um den Winkel  $\beta$  gegen die Horizontale geneigte ebene Empfangsfläche  
(nach KONDRATYEV<sup>17</sup>, 1969)

Bei ungenauer Kenntnis der Strahldichtevertelung im oberen und unteren Halbraum müssen zur Transformation der mit ebenen horizontalen Empfängern gemessenen diffusen Himmels- und Reflexstrahlungsflüsse auf geneigte oder kugelförmige Empfänger vereinfachende Annahmen gemacht werden.

Der einfachste der behandelten Fälle nimmt eine völlig isotrope aber in beiden Halbräumen unterschiedliche Strahldichtevertelung an. Dabei wird lediglich in Rechnung gestellt, daß das Gesichtsfeld einer geneigten Auffangfläche mit dem Neigungswinkel  $\beta$  variiert.

Ist  $D$  die diffuse Himmelsstrahlung auf die horizontale Einheitsfläche, so gilt für die diffuse Himmelsstrahlung  $D_\beta$  auf eine um  $\beta$  gegen die Horizontale geneigte Fläche:

$$D_\beta = f \cdot D \quad (3.12)$$

Im Falle eines isotropen Strahlungseinfalls hängt der Faktor  $f$  ausschließlich von der Flächenneigung ab. Eine einfache geometrische Überlegung\* führt zu:

$$f = \cos^2(\beta/2) \quad (3.13)$$

Analog erhält man für die Bodenreflexstrahlung  $R_\beta$  gegen eine geneigte Ebene:

\*) siehe etwa KONDRATYEV<sup>17</sup> (1969), Seite 492

$$R_{\beta} = (1 - f) R \quad (3.14)$$

Dabei bezeichnet  $R$  die Reflexstrahlung auf eine zum Nadir hin ausgerichtete Horizontalfläche;  $R$  hängt bei isotroper Strahldichtevertelung einfach von der Globalstrahlung  $G$  und der Albedo des Erdbodens  $f$  ab:

$$R = f G \quad (3.15)$$

Mit den Gleichungen (3.12 - 3.15) ergibt sich für den diffusen solaren Strahlungsgenuß einer gegen die Horizontale unter dem Winkel  $\beta$  geneigten ebenen Fläche:

$$D_g = D_{\beta} + R_{\beta} = D \cdot \cos^2(\beta/2) + f G \{1 - \cos^2(\beta/2)\} \quad (3.16)$$

Die Gleichung (3.16) ist besonders bei fehlender Bewölkung ungenau, da dann der zirkumsolare Bereich und horizontnahe Regionen heller sind als der übrige Halbraum. Bei anisotrop reflektierenden Untergründen wird der Strahlungsgenuß einer der Sonne zugewandten Fläche überschätzt, die Bestrahlung eines sonnenabgewandten Empfängers hingegen unterschätzt.

Die in den letzten beiden Jahrzehnten entwickelten Transformationsformeln berücksichtigen neben der Empfängergeometrie auch die mit dem Himmelszustand variierende Strahldichtevertelung im Gesichtsfeld. Diese setzen Kenntnisse der Global- und Himmelstrahlung sowie der Bodenalbado voraus und lassen sich in anisotrope und isotrope aufteilen.

Die bisherigen anisotropen Transformationsmodelle nehmen an, daß das Maximum der diffusen Himmelsstrahlung um die Sonne herum auftritt. Diese nahezu gerichtete Streustrahlungskomponente wird gewichtet mit der atmosphärischen Transparenz parameterisiert und wie eine Parallelstrahlung nach dem Lambertschen Kosinusgesetz transformiert. Der restliche Teil der diffusen Himmelsstrahlung sowie die gesamte Bodenreflexstrahlung werden als isotrop verteilte betrachtet und nach Formel (3.16) umgerechnet.

Isotrope Transformationsmodelle hingegen setzen voraus, daß die diffuse Himmelsstrahlung nicht gerichtet ist.

Keine dieser Transformationsmodelle liefert für alle Himmelszustände und Empfängerexpositionen gleich gute Resultate. Strahlungsmessungen mit ebenen Detektoren geben lediglich Hinweise auf die atmosphärische Lichtdurchlässigkeit, nicht aber auf die Verteilung der Strahldichte am Himmelsgewölbe.

Dies setzt der Genauigkeit solcher Umrechnungen natürliche Grenzen. Allgemein nehmen die Fehler für alle Modelle mit wachsendem Flächenneigungswinkel zu. Die Ungenauigkeit für berechnete Stundenmittelwerte der diffusen Strahlung beträgt im Mittel für  $\beta = 45^\circ$  je nach Himmelszustand und Transformationsformel ungefähr 10 - 20 %, für  $\beta = 90^\circ$  zirka 30 - 50 %.

Die Tabelle 2 gibt eine Übersicht über alle seit 1961 entwickelten Modelltypen, soweit diese dem Verfasser bekannt sind.

Tab. 2 Übersicht über Methoden zur Berechnung der Solarbestrahlung geneigter Flächen.  
(zitiert nach VALKO<sup>33</sup> (1980); ergänzt durch Angaben des Verfassers)

Modell	für Stundenmittelwerte		für Perioden $\geq 1$ Tag
	für alle Himmelszustände anwendbar	nur für wolkenlosen Himmel	
anisotrop	HAY (1978a) BUGLAR (1977) DOGNIAUX (1977) LOUDON (1965, 1967)	LIEBELT (1978) PAGE (1978) TEMPS, COULSON (1977)	PAGE, RODGERS et al. (1978) PAGE (1975, 1978) DOGNIAUX (1977) TRICAUD (1976)
isotrop	WELCH, ZDUNKOWSKI (1980a, 1980b) HOCEVAR, RAKOVEC (1977) KUSUDA, ISHII (1977) SCHUEPP (1966)	BASNETT (1975)	PERRIN de BRICHAMBAUT (1978a) KLEIN (1977) de VOS, de MEY (1977) RUTH, CHANT (1962) LIU, JORDAN (1961)

Besonders umständlich und ungenau gestaltet sich die Berechnung von solaren Strahlungsflüssen auf geneigte Empfangsflächen, wenn ausschließlich Meßdaten von unbeschatteten Pyranometern vorliegen.

Existieren ausschließlich Meßwerte von G, so kann D nach der LIU-JORDAN - Methode näherungsweise berechnet werden:

$$D = G \cdot 0,97 \cdot e^{-2,96 \left( G/I_{ex}^h \right)^2} \quad (3.17)$$

Diese empirische Näherungsformel leiteten LIU und JORDAN<sup>18</sup> 1961 aus einer langjährigen Solarimetermeßreihe mittels Regressionsanalyse ab. Das Verhältnis von Globalstrahlung G zur extraterrestrischen Sonnenstrahlung  $I_{ex}^h$  dient hier als Trübungsmaß.\*

Wenn neben G auch der Bedeckungsgrad N bekannt ist, läßt sich D nach KASTEN<sup>14</sup> (1981) wie folgt nähern: \*\*

$$D = G \cdot (0,3 + 0,7 \cdot (N/8)^2) \quad (3.18)$$

KASTEN deduzierte diese Beziehung aus einer 10-jährigen Solarimetermeßreihe in Hamburg; N wurde in Achteln geschätzt (Wolkenbeobachtungen!).

Untersuchungen zur Genauigkeit der Formeln (3.17) und (3.18) werden im Kapitel 5.3. beschrieben.

---

\*)  $I_{ex}^h = I_{ex} \cdot \sin h$  := die auf die Horizontale bezogene extraterrestrische Sonnenstrahlung

\*\*) Diese Beziehung gilt unabhängig von der Sonnenhöhe.

### 3.1.5. Die Besonnung eines kugelförmigen Körpers

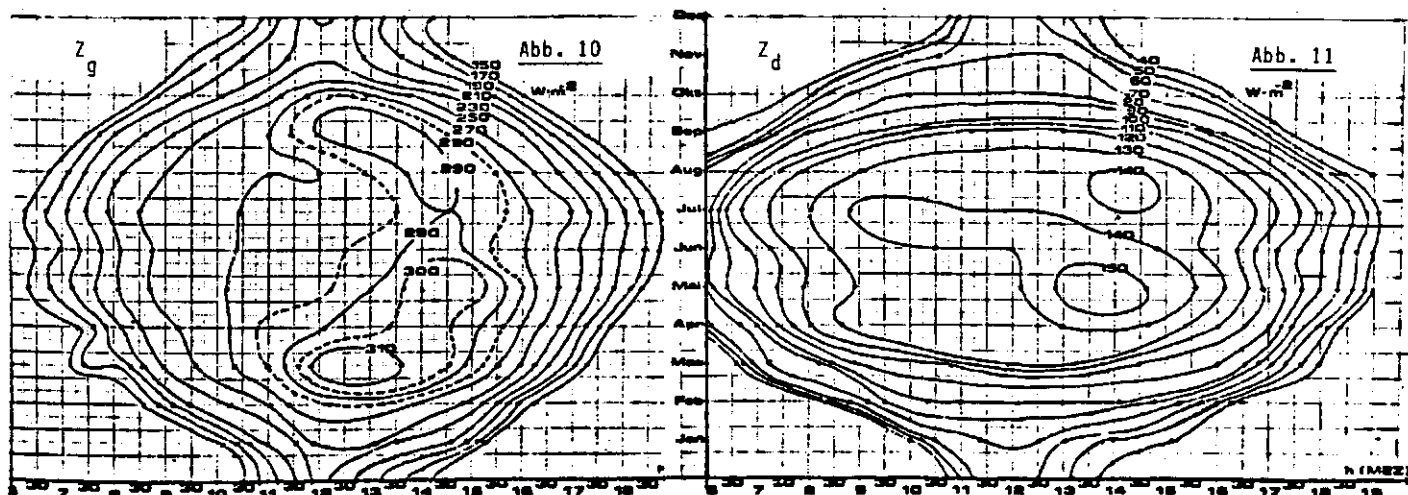
Als Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$  (mitunter auch Gesamtstrahlung genannt) bezeichnet man die von allen Seiten auf eine Kugel einfallende Solarstrahlung.

Die Komponenten von  $Z_g$  sind die direkte Sonnenstrahlung und die diffuse Himmelsstrahlung aus dem oberen Halbraum sowie die Bodenreflexstrahlung aus dem unteren Halbraum.

Bei gleicher Intensität ist die direkte Sonnenstrahlung für eine Kugel von der Einfallsrichtung unabhängig, denn es wird stets exakt die der Sonne zugewandte Kugelhälfte beschienen.

Die diffuse Bestrahlung hingegen variiert mit der atmosphärischen Trübung und der Strahldichtevertelung am oberen und unteren Halbraum. Umrechnungen von Pyranometermeßdaten in diffuse Gesamtstrahlung  $Z_d$  existierten bislang nicht.

Die Abbildungen 10 und 11 geben Isoplethendarstellungen von im Tages- und Monatsablauf gemessenen Werten der Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$ , sowie der diffusen Gesamtstrahlung  $Z_d$  wieder. Die Meßreihen wurden 1976 mit zwei Kugelpyranometern nach THEVES (eins dieser Instrumente wurde beschattet) auf Sylt gewonnen.



Isolinien der Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$  (Abb. 10) sowie der diffusen Gesamtstrahlung  $Z_d$  (Abb. 11) als Funktion der Jahres- und Tageszeit (aus WITZLEB<sup>35</sup>, 1982)

Die Unterschiede zum Strahlungsverlauf der Global- und Himmelsstrahlung (vergleiche Abb. 7) sind augenscheinlich: mit kugelförmigen Sensoren gemessene Strahlungsflüsse sind wegen fehlender Abhängigkeit vom Kosinus des Einfalls-

winkels eher plateau- als glockenförmig im Tagesverlauf, und sie sind meist wesentlich kleiner\*.

Die letztgenannte Tatsache ist nicht einfach einzusehen, da doch kugelförmige Auffangflächen Bestrahlung aus beiden Halbräumen empfangen. Hier gilt es aber zu bedenken, daß eine frei exponierte Kugel aus dem unteren Halbraum - außer etwa bei Neuschneebedeckung - nur schwach bestrahlt wird. Auch die Aufnahme von direkter Sonnenstrahlung ist relativ klein, weil im Falle eines gerichteten Strahlungseinfalls lediglich die sonnenzugewandte Halbkugel beschienen wird. Dabei empfängt nur das infinitesimale Kugelflächenelement, dessen Empfangsflächennormale direkt auf die Sonne weist, die volle Bestrahlungsstärke  $I$ ; alle anderen Kappenelemente erhalten wegen des schrägen Einfalls entsprechend weniger.

### 3.2. Berechnung der solaren Bestrahlung einer Kugel aus Werten der Global- und Himmelsstrahlung

Die Abbildungen 10 und 11 demonstrieren, daß die Strahlungsaufnahme kugelförmiger Sensoren quantitativ und qualitativ ganz anders ist als bei ebenen Detektoren.

Lokalklimatische Einflüsse sowie der Mangel an Studien bei Böden mit unterschiedlichem Reflexverhalten gestatten jedoch nicht die Übertragung der in Westerland/Sylt gemessenen Daten auf beliebige geographische Standorte. Andererseits fallen routinemäßige Messungen der Zirkumglobalstrahlung nicht in den Aufgabenbereich eines Wetterdienstes.

Daher soll im Rahmen dieser Arbeit eine Transformationsformel entwickelt werden, welche die Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$  und ihre Komponenten aus Stundenmittelwerten der Globalstrahlung  $G$  und der diffusen Himmelsstrahlung  $D$  berechnet.  $G$  und  $D$  können von zwei Standardpyranometern (-solarimetern) gemessen werden, wenn das eine durch Ring oder Kelle beschattet wird. Liegen keine Meßreihen mit beschatteten Pyranometern vor, so läßt sich  $D$  nach den Formeln von LIU-JORDAN (3.17) und KASTEN (3.18) abschätzen.

---

\*) Die Plateauform ist hierbei an den Isoplethenabständen erkennbar!

### 3.2.1. Direkte Sonnenstrahlung auf eine frei exponierte Kugel

Die direkte Sonnenstrahlung  $I$  bescheint unabhängig von der Einfallsrichtung stets die der Sonne zugewandte Halbkugel; deren Strahlungsgenuß entspricht der Strahlungsaufnahme der orthogonalen Projektionsfläche, also der Schattenfläche  $A_s$  normal zur Strahlungsrichtung (siehe Abbildung 12).

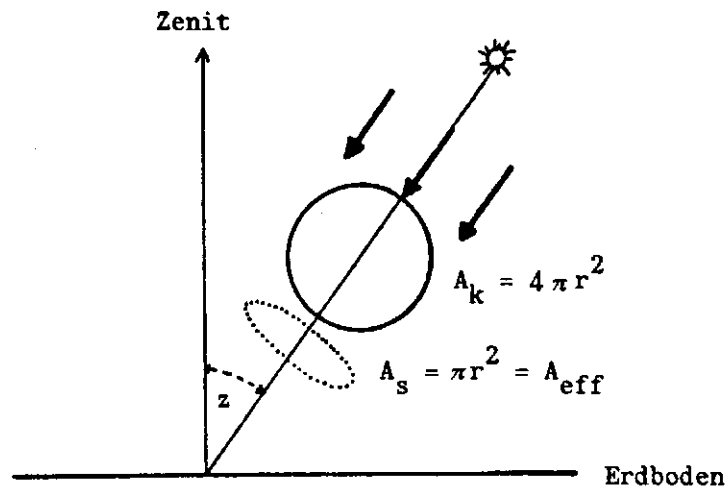


Abb. 12 Definition der effektiven Auffangfläche einer Kugel  $A_{eff}$  bei gerichtetem Strahlungseinfall.  $A_{eff}$  ist gleich der orthogonal projizierten Schattenkreisfläche  $A_s$  einer Kugel mit der Oberfläche  $A_k$ .

Die Fläche  $A_s$  ist exakt ein Viertel der Kugeloberfläche  $A_k$ . Für den direkten Sonnenstrahlungsgenuß der Kugel  $I_k$  gilt also

$$I_k = I/4 \quad (3.20)$$

oder mit Gleichung (3.7)

$$I_k = \frac{G - D}{4 \cdot \cos z} \quad (3.21)$$

Die Genauigkeit der nach Gleichung (3.21) bestimmten  $I_k$ -Werte ergibt sich somit allein aus der Meßgenauigkeit der eingesetzten Pyranometer.

### 3.2.2. Deduktion einer Näherungsformel zur Berechnung der auf eine Kugel einfallenden Streustrahlung

Wegen Unkenntnis der Strahldichtevertelung im oberen und unteren Halbraum müssen für die Berechnung der diffusen Gesamtstrahlung  $Z_d$  vereinfachende Annahmen gemacht werden.

Es soll eine Umrechnung von ebenen auf kugelförmige Empfänger entwickelt werden, die für beliebige Himmelszustände und für alle geographischen Standorte gilt. Grundlage dafür ist folgende Annahme: eine mit der atmosphärischen Trübung gewichtete anisotrope Komponente  $D_k^0$  wird wie eine Parallelstrahlung behandelt, die restliche Streustrahlung sei völlig isotrop über beide Halbräume verteilt.

Hierbei ist zu vermuten, daß die im Grunde unrealistische Annahme einer azimut-unabhängigen Strahldichtevertelung nur kleine Fehler verursacht, da Kugelkörper über alle Raumwinkel integrieren.

Im Gegensatz dazu zeigten Untersuchungen von KONDRATYEV<sup>17</sup> (1969), daß die Annahme der Isotropie (siehe Gleichung 3.16) für sonnenzugewandte ebene Empfänger zu einer Überschätzung des Strahlungsflusses führt; für sonnenabgewandte Flächen gleicher Neigung ist eine ungefähr gleich große Unterschätzung nachweisbar. Da aber eine Kugeloberfläche aus unendlich vielen verschieden exponierten Flächenelementen zusammengesetzt ist, werden sich die Abweichungen von einer azimutal symmetrischen Strahldichtevertelung nur schwach auf  $Z_d$  bei kugelförmigen Auffangflächen auswirken.

Zur Bestimmung der diffusen Gesamtstrahlung  $Z_d$  wird danach folgender Näherungsansatz verwendet:

$$Z_d = D_k^0 + D_k^i + R_k^i \quad (3.22)$$

Hierbei bezeichnen  $D_k^i$  und  $R_k^i$  die als isotrop verteilt angesehenen Streustrahlungsflüsse aus dem oberen und unteren Halbraum. Zur Parameterisierung des anisotropen Terms  $D_k^0$  wird eine empirische Formel von HAY<sup>9</sup> (1978) verwendet. Hay fand, daß das Verhältnis von direkter  $I$  zu extraterrestrischer Sonnenstrahlung  $I_{ex}$  ein gutes Anisotropiemaß darstellt und postuliert:

$$D^0 = D \left( \frac{I}{I_{ex}} \right)^{1/m} \quad (3.23)$$

$D^0$  ist ein Maß für die zirkumsolare Sonnenstrahlung (bezogen auf eine der Sonne zugewandten ebenen Fläche), hier als die anisotrope Komponente der Himmelstrahlung bezeichnet.



D bezeichnet die diffuse Himmelsstrahlung auf die horizontale ebene Fläche, m ist die mit Gleichung (3.2) eingeführte relative Luftmasse.

Nach Gleichung (3.23) wächst  $D^0$

- a) bei kleiner werdender Schwächung der direkten Sonnenstrahlung auf ihrem Weg durch die Atmosphäre (also bei großen  $I/I_{\text{ex}}$ - Werten),
- b) bei sinkendem Sonnenstand und
- c) bei abnehmendem Luftdruck.

Bezogen auf die Kugeloberfläche ergibt sich für den anisotropen Streustrahlungsanteil  $D_k^0$  aus (3.23) mit (3.7) und (3.20):

$$D_k^0 = \frac{1}{4} D^0 = \frac{D}{4} \left( \frac{I}{I_{\text{ex}}} \right)^{1/m} = \frac{D}{4} \left( \frac{G - D}{I_{\text{ex}} \cdot \cos z} \right)^{\sin h \cdot p_0/p} \quad (3.24)$$

Zur Berechnung der isotropen Bestrahlung aus dem oberen Halbraum wird zunächst die gemessene diffuse Himmelsstrahlung D in einen anisotropen und einen isotropen Anteil zerlegt:

$$D = D^0 \cdot \cos z + D^i \quad (3.25)$$

$D^0 \cos z$  stellt den auf die Horizontale bezogenen anisotropen Term  $D^0$  dar,  $D^i$  den isotropen Rest; für diesen folgt unmittelbar aus (3.25):

$$D^i = D - D^0 \cdot \cos z \quad (3.26)$$

Bezogen auf eine kugelförmige Auffangfläche ergibt sich für die isotrope Komponente  $D_k^i$  nach Gleichung (3.12)

$$D_k^i = f_k D^i = f_k (D - D^0 \cdot \cos z) \quad (3.27)$$

Dabei legt der Geometriefaktor  $f_k$  den wirksamen Kugelflächenanteil für den isotropen Streustrahlungseinfall aus dem oberen Halbraum fest.

Für ebene geneigte Flächen gilt nach Gleichung (3.13)  $f = \cos^2(\beta/2)$ . Eine Kugeloberfläche läßt sich als Summe vieler kleiner Flächenelemente darstellen; diese können bei entsprechender Feineinteilung als eben angesehen werden. Im Falle einer frei exponierten Kugel nimmt f für das dem Zenit zugewandte Flächenelement ( $\beta = 0$ ) gemäß (3.13) den Wert 1 an; für das dem Nadir zugewandte Flächenelement ( $\beta = 180^\circ$ ) gilt  $f = 0$  (siehe Abbildung 13).

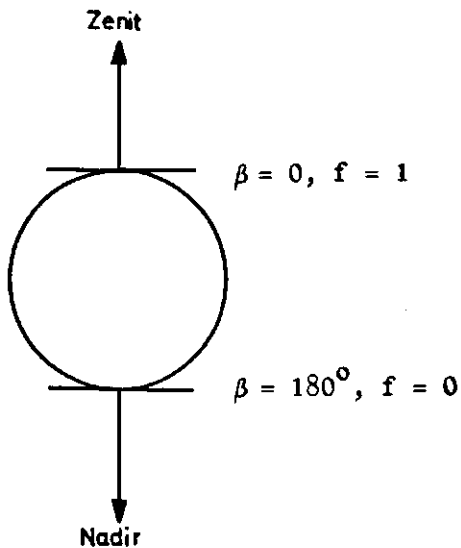


Abb. 13

Die Beziehungen zwischen dem Neigungswinkel  $\beta$  und dem das Gesichtsfeld definierenden Geometriefaktor  $f$  im Falle der zum Zenit und zum Nadir weisenden (infinitesimalen) Kugelfläächenelemente.

Die Abhängigkeit zwischen dem Faktor  $f$  und dem Neigungswinkel  $\beta$  im Intervall  $0 \leq \beta \leq 180^\circ$  (aus Symmetriegründen gültig für beliebige Azimutwinkel) zeigt die Abbildung 14.

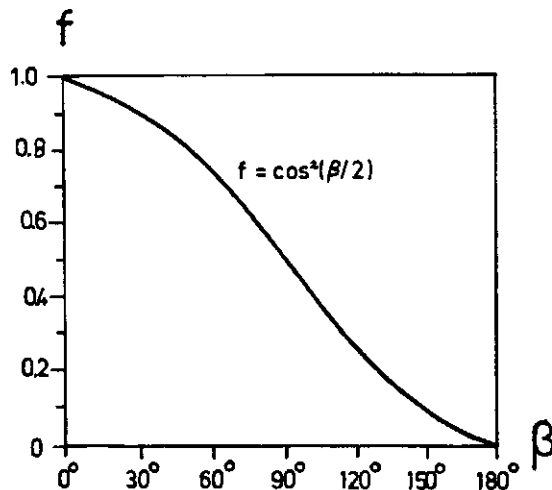


Abb. 14

Der funktionale Zusammenhang zwischen  $f$  und  $\beta$ , berechnet nach Gleichung (2.13). Der Neigungswinkel der als eben angesehenen infinitesimalen Kugelfläächenelemente variiert längs eines Meridians zwischen  $0$  und  $180^\circ$ .

Der für die gesamte Kugeloberfläche maßgebliche Geometriefaktor  $f_k$  ist schließlich der über alle Kugelfläächenelemente entlang eines Großkreises gemittelte Faktor  $f$ . Dieser ergibt sich durch Integration:

$$f_k = \int_0^{180^\circ} \frac{\cos^2(\beta/2)}{180^\circ} d\beta = 0.5 \quad (3.28)$$

Hieraus folgt mit (3.24) und (3.27) für die isotrope Komponente der diffusen Himmelsstrahlung auf eine kugelförmige Empfangsfläche:

$$D_k^i = \frac{D^i}{2} = \frac{1}{2} (D - D^0 \cdot \cos z) \quad (3.29)$$

$$= \frac{D}{2} \left[ 1 - \left( \frac{I}{I_{ex}} \right)^{1/n} \cdot \cos z \right] = \frac{D}{2} \left[ 1 - \left( \frac{G - D}{I_{ex} \cdot \cos z} \right)^{\sin h \cdot p_0/p} \cdot \cos z \right]$$

Analog bestimmt sich die aus dem unteren Halbraum auf die Kugel einfallende Bodenreflexstrahlung  $R_k^i$  nach (3.14) und (3.15) zu:

$$R_k^i = (1 - f_k) R = \rho G/2 \quad (3.30)$$

Aus den Beziehungen (3.22), (3.24) und (3.30) resultiert für die diffuse Gesamtstrahlung  $Z_d$  schließlich die Näherungsformel:

$$\begin{aligned} Z_d &= \frac{D}{4} \left( \frac{I}{I_{ex}} \right)^{1/m} + \frac{D}{2} \left[ 1 - \left( \frac{I}{I_{ex}} \right)^{1/n} \cdot \cos z \right] + \rho G/2 \\ &= \frac{D}{4} \left[ 2 - \left( \frac{G - D}{I_{ex} \cdot \cos z} \right)^{\sin h \cdot p_0/p} \cdot (2 \cos z - 1) \right] + \rho G/2 \end{aligned} \quad (3.31)$$

### 3.2.3. Die Transformation der Globalstrahlung auf eine kugelförmige Empfangsfläche

In den Kapiteln 3.2.1. und 3.2.2. wurden Verfahren zur Transformation der beiden Komponenten der Globalstrahlung sowie der Bodenreflexstrahlung auf eine Kugeloberfläche entwickelt. Die Transformation der direkten Sonnenstrahlung erwies sich als trivial, für die Umrechnung der diffusen Himmels- und Reflexstrahlung wurde ein Näherungsverfahren entwickelt.

Die Summe der auf eine Kugel einfallenden direkten Sonnenstrahlung  $I_k$  und der aus dem oberen und unteren Halbraum einfallenden diffusen Strahlungsflüsse  $Z_d$  definiert die Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$ :

$$Z_g = I_k + Z_d \quad (3.32)$$

Für diese ergibt sich aus (3.20), (3.21) und (3.31):

$$\begin{aligned}
 z_g &= \frac{I}{4} + \frac{D}{4} \left[ 2 - \left( \frac{I}{I_{ex}} \right)^{1/n} \cdot (2 \cos z - 1) \right] + \rho G/2 \\
 &= \frac{G - D}{4 \cdot \cos z} + \frac{D}{4} \left[ 2 - \left( \frac{G - D}{I_{ex} \cdot \cos z} \right)^{\sin h \cdot \rho_0 / \rho} \cdot (2 \cos z - 1) \right] + \rho G/2
 \end{aligned}
 \tag{3.33}$$

Die in den Formeln (3.31) und (3.33) enthaltenen Strahlungsflüsse basieren nur auf Werten der (tabellarisch vorliegenden) extraterrestrischen Sonnenintensität  $I_{ex}$ , sowie auf Angaben der Global- und Himmelsstrahlung  $G$  und  $D$ ; letztere können mit Horizontalflächenpyranometern (-solarimetern) gemessen werden. Die Genauigkeit der Gleichung (3.33) wird in Kapitel 5 untersucht.

### 3.3. Umrechnung auf den Menschen

Ebene, horizontal ausgerichtete Sensoren lassen eine einfache Übertragung der Strahlungswerte auf den dreidimensionalen menschlichen Körper nicht zu: vom Einfallswinkel der Bestrahlung abhängige Messungen mit ebenen Empfängern liefern im Vergleich zu allen anderen Auffangflächen bei abnehmendem Sonnenstand systematisch zu kleine Werte.

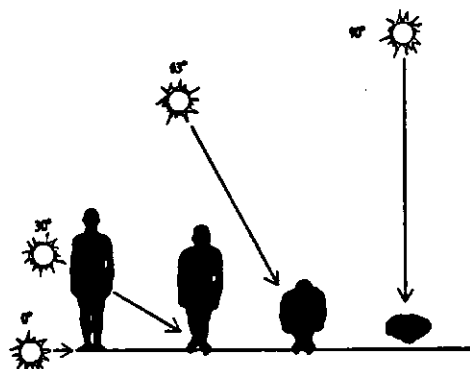
Daher ist bei direkter Sonnenbestrahlung ein Faktor  $F_m$  zu berücksichtigen, der die für einen gerichteten Strahlungseinfall maßgebende effektive Auffangfläche festlegt. Im Falle einer Kugel gilt unabhängig von der Einfallsrichtung  $F_m = 1/4$ . Die direkt bestrahlte Fläche des Menschen hängt dagegen stark von Sonnenstand und Körperhaltung ab. Sei  $F_m$  der Anteil der auf eine Ebene senkrecht zur Sonne projizierten Körperoberfläche, so ergeben sich für den stehenden Menschen die Extremwerte  $F_m = 9.8 \%$  bei vertikalem Sonnenstand und  $F_m = 36.7 \%$  bei horizontalem Sonnenstand; dies zeigen die von DANIELS<sup>4</sup> (1974) und THEVES<sup>30</sup> (1978) durchgeführten Untersuchungen (siehe Abbildung 15 und Tabelle 3). Die Abbildung 16 gibt den funktionalen Zusammenhang zwischen  $F_m$  und der Sonnenhöhe  $h$  im Falle eines aufrecht stehenden Menschen bei frontaler und seitlicher Besonnung wieder.

Wie aus Tab. 3 und Abb. 16 ersichtlich, gilt für die durchschnittliche Projektionsfläche bei den meisten Körperhaltungen und Sonnenständen  $F_m \approx 25 \%$ . Für eine Kugel ist dieser Faktor exakt 25 %.

Sieht man vom Effekt der gegenseitigen Beschattung von Körperteilen ab, so kann für nichtgerichtete Strahlungsflüsse approximativ - wie im Falle einer Kugel in

Abb. 15

Projektionsflächen des Menschen für gerichteten Strahlungseinfall bei unterschiedlichen Sonnenhöhen.  
(nach DANIELS<sup>4</sup>, 1974).



Tab. 3

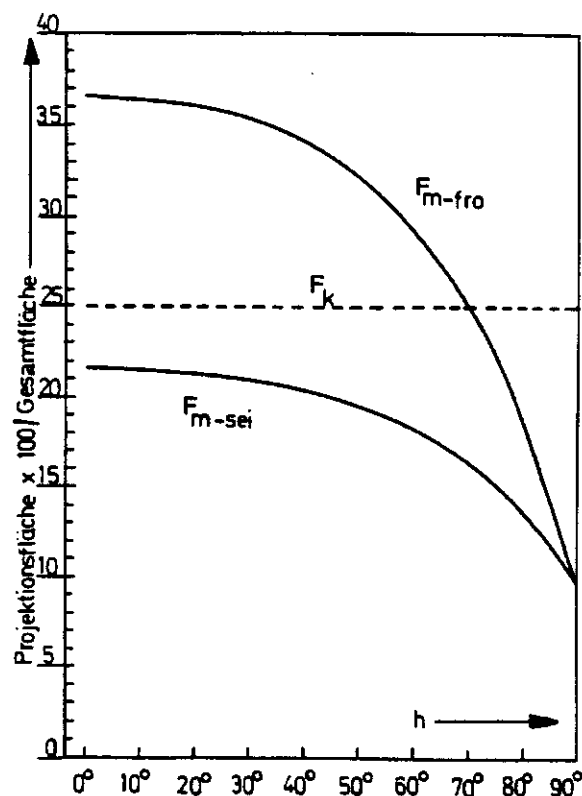
Größe der Projektionsflächen bei gerichteter Bestrahlung des menschlichen Körpers von vorne, von der Seite und von oben für stehende und hockende Körperpositionen einer Person von 164,5 cm Größe und 42 kg Körpermasse.  
(nach THEVES<sup>30</sup>, 1978).

Haltung	Richtung	Projektionsfläche cm <sup>2</sup>	Projektionsfläche x 100 Gesamtfläche
stehend	von vorne	4462 = $F_1$	36,7
stehend	von der Seite	2635 = $F_2$	21,7
stehend	von oben	1195 = $F_3$	9,8
hockend	von vorne	3191 = $F_4$	26,2
hockend	von der Seite	2559 = $F_5$	21,0
hockend	von oben	1945 = $F_6$	16,0
sitzend	von der Seite	3049 = $F_7$	25,1

$= F_m [\%]$

Abb. 16

Prozentualer Anteil der Projektionsfläche an der Gesamtoberfläche für eine frei exponierte Kugel ( $F_k$ ) sowie für eine stehende Person bei frontaler ( $F_{m-fro}$ ) und seitlicher ( $F_{m-sei}$ ) Ausrichtung zur Sonne im Falle direkter Sonnenbestrahlung als Funktion der Sonnenhöhe  $h$ .  
(nach Angaben von THEVES<sup>30</sup>, 1978).



Gleichung (3.28) - die halbe Körperoberfläche als wirksame Absorberfläche angesehen werden. Bezeichnet man den Anteil der menschlichen Projektionsfläche an der Gesamtoberfläche für isotropen Strahlungseinfall aus dem Halbraum mit  $f_m$ , so gilt mit Gleichung (3.28):

$$f_m \approx f_k = 0.5 \quad (3.34)$$

Diese Beziehung gilt nicht, wenn größere Teile der Körperoberfläche mit dem Erdboden oder mit Gegenständen in Kontakt stehen, wie es etwa für liegende oder sitzende Personen der Fall ist.

Es zeigt sich somit, daß die solare Strahlungsaufnahme von Mensch und Kugel recht ähnlich sind. Größere Abweichungen hiervon sind jedoch für gewisse Körperexpositionen und Bestrahlungsrichtungen anzunehmen, insbesondere für stehende Personen zu Zeiten sehr niedriger und hoher Sonnenstände.

Durch Modifikation der vom Verfasser entwickelten Transformationsformel (3.33) zur Berechnung des Strahlungsgenusses einer Kugel aus Werten der Global- und Himmelsstrahlung läßt sich die auf den Menschen einfallende Sonnenstrahlung  $Z_m$  näherungsweise berechnen. Die Verwendung der Faktoren  $F_m$  und  $f_m$  führt mit (3.28), (3.29), (3.33) und (3.34) zu folgender Bestimmungsgleichung für  $Z_m$ :

$$\begin{aligned} Z_m &= F_m \cdot I + F_m \cdot D \cdot \left( \frac{I}{I_{ex}} \right)^{1/m} + f_m \cdot D \left[ 1 - \left( \frac{I}{I_{ex}} \right)^{1/n} \cdot \cos z \right] + f_m \rho G \\ &= F_m \left[ I + D \cdot \left( \frac{I}{I_{ex}} \right)^{1/m} \right] + \frac{D}{2} \left[ 1 - \left( \frac{I}{I_{ex}} \right)^{1/n} \cdot \cos z \right] + \rho G/2 \\ &= F_m \left[ \frac{G - D}{\cos z} + D \left( \frac{G - D}{I_{ex} \cdot \cos z} \right)^{\sin h \cdot p_o/p} \right] + \\ &\quad + \frac{D}{2} \left[ 1 - \left( \frac{G - D}{I_{ex} \cdot \cos z} \right)^{\sin h \cdot p_o/p} \cdot \cos z \right] + \rho G/2 \end{aligned} \quad (3.35)$$

Der Faktor  $F_m$  läßt sich für verschiedene Körperhaltungen und Sonnenstände der Tab. 3 und der Abb. 14 entnehmen.

Die Formel (3.35) beschreibt die auf eine "menschliche Einheitsfläche" ein-

fallende Solarstrahlung; der vom Menschen tatsächlich aufgenommene Strahlungsanteil  $Z'_m$  ergibt sich aus seiner Körperoberfläche A und deren Absorptionsvermögen  $\epsilon$  zu:

$$Z'_m = \epsilon A Z_m \quad (3.36)$$

Beim nackten Menschen variiert  $\epsilon$  zwischen 0.8 für Neger und 0.5 für Europäer (zitiert nach DIRMHIRN<sup>5</sup>, 1953). Obwohl die Europäerhaut stärker reflektiert, erfährt ein Neger bei gleicher Strahlungsintensität eine geringere Wärmezufuhr. Dies hat physiologische Ursachen und ist mit dem tieferen Eindringen kurzwelliger Strahlung in Europäerhaut erklärbar (siehe JENDRITZKY und SÖNNING<sup>12</sup>, 1979).

Die Oberfläche A eines Menschen läßt sich näherungsweise aus seinem Volumen V errechnen ; hierfür fand THEVES<sup>30</sup> (1978):

$$A = 10,06 \cdot V^{2/3} \quad (3.37a)$$

A läßt sich nach DUBOIS\* aber auch relativ einfach aus Werten der Körpermasse KG (in kg) und Körperlänge H (in cm) nähern:

$$A = 0,007184 \cdot KG^{0,425} \cdot H^{0,725} \quad (3.37b)$$

Auch für den bekleideten Menschen bleibt die Haut die wärmeabgebende Fläche; dagegen variiert das Absorptionsvermögen der Körperoberfläche mit dem Bekleidungs- zustand, worauf im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen werden soll.\*\*

Da für einige Situationen größere Unterschiede zwischen der solaren Bestrahlung von Kugeln und Menschen zu vermuten sind, führte der Verfasser Modellrechnungen nach den Formeln (3.33) und (3.35) durch: Vergleiche der so erhaltenen Strahlungsintensitäten sollen die Brauchbarkeit kugelförmiger Strahlungssensoren zur Beschreibung des menschlichen Sonnenstrahlungsgenusses bei bestimmten Körperhaltungen und Himmelszuständen zeigen (siehe Kapitel 5).

---

\*) DUBOIS :Metabolism in Health and Disease; Philadelphia, Lea and Febiger.  
Zitiert aus GANONG<sup>8</sup> Seite 260.

\*\*) Siehe hierzu etwa HÖSCHELE : Ein Modell zur Bestimmung des Einflusses der klimatischen Bedingungen auf den Wärmehaushalt und das thermische Befinden des Menschen.  
Archiv Meteorol.Geoph.Biokl. Ser B (1970) Seite 83-99

#### 4. BESCHREIBUNG DES MESSAUFBAUS

Zur Messung der Global- und Himmelsstrahlung werden zwei horizontal exponierte MOLL-GORCZYNSKI-Solarimeter des Typs CM5 (eins mit, das andere ohne Ringbeschattung) eingesetzt. Außerdem werden Meßreihen mit 4 weiteren Solarimetern, die unter  $45^{\circ}$  nach den Haupthimmelsrichtungen hin orientiert sind, durchgeführt.

Es sei an dieser Stelle angemerkt, daß für Empfänger kurzwelliger Sonnenstrahlung nach A. ÅNGSTRÖM seit 1921 die Bezeichnung "Pyranometer" üblich ist. GORCZYNSKI schlug 1927 hierfür den Namen "Solarimeter" vor, der aber im allgemeinen Sprachgebrauch lediglich für das von ihm entwickelte Gerät verwendet wird.

Zur Messung der auf eine Kugel einfallenden Sonnenstrahlung werden zwei THEVESsche Kugelpyranometer (mit und ohne Schattenblende) eingesetzt.

Der Begriff "Kugelpyranometer" zur Bezeichnung von Instrumenten mit kugelförmigen Sensoren, welche kurzwellige Strahlungsflüsse aus beiden Halbräumen registrieren, wurde 1947 von PROHASKA und WIERZEJEWSKI<sup>24</sup> eingeführt. Zur Bezeichnung des Kugelpyranometers nach BELLANI sind vor allem in der italienischen und französischen Literatur auch heute noch Bezeichnungen wie "Luzimeter" und "Totalisator-Aktinometer" gängig.

Bei allen vom Verfasser eingesetzten Strahlungsempfängern handelt es sich um Relativgeräte. Ihre Eichung wurde vor Sonne durch Vergleichsmessungen mit einem Panzeraktinometer durchgeführt.

Die bei Ringbeschattung systematisch zu klein ausfallenden Meßwerte der diffusen Himmelsstrahlung (bzw. der Himmels- und Reflexstrahlung) werden in Anlehnung an ein von BRETTSCHEIDER<sup>2</sup> (1981) entwickeltes Verfahren korrigiert.

Die Abbildungen 17 - 20 zeigen die Fotografien aller eingesetzten Strahlungsmeißinstrumente.

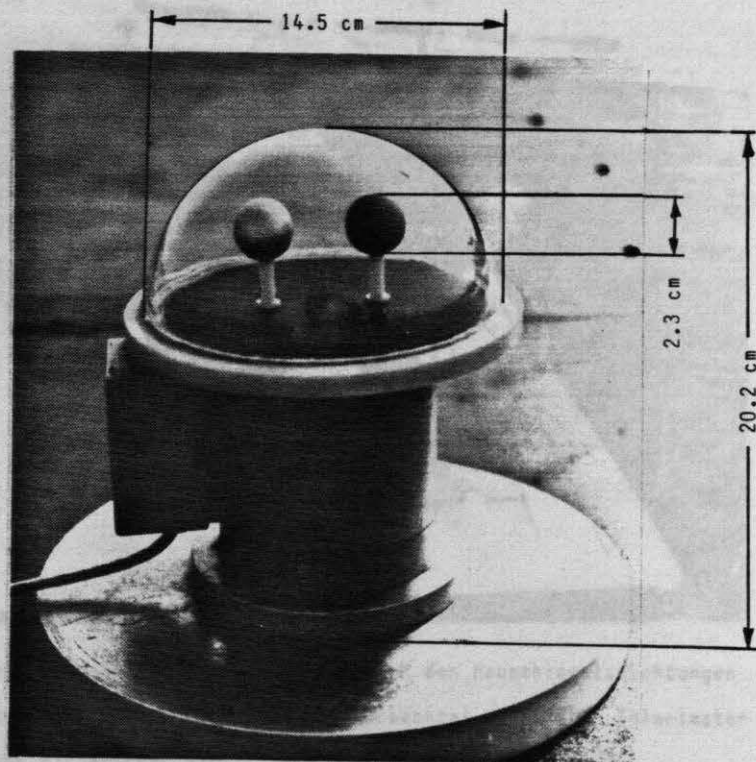
##### 4.1. Beschreibung der eingesetzten Solarimeter

Die zur Registrierung der Global- und Himmelsstrahlung eingesetzten MOLL-GORCZYNSKI-Solarimeter des Typs CM5 besitzen einen sphärischen Gesichtsfeldwinkel von  $2\pi$  sr, der bei Himmelsstrahlungsmessungen durch den Schattenring eingeengt wird.



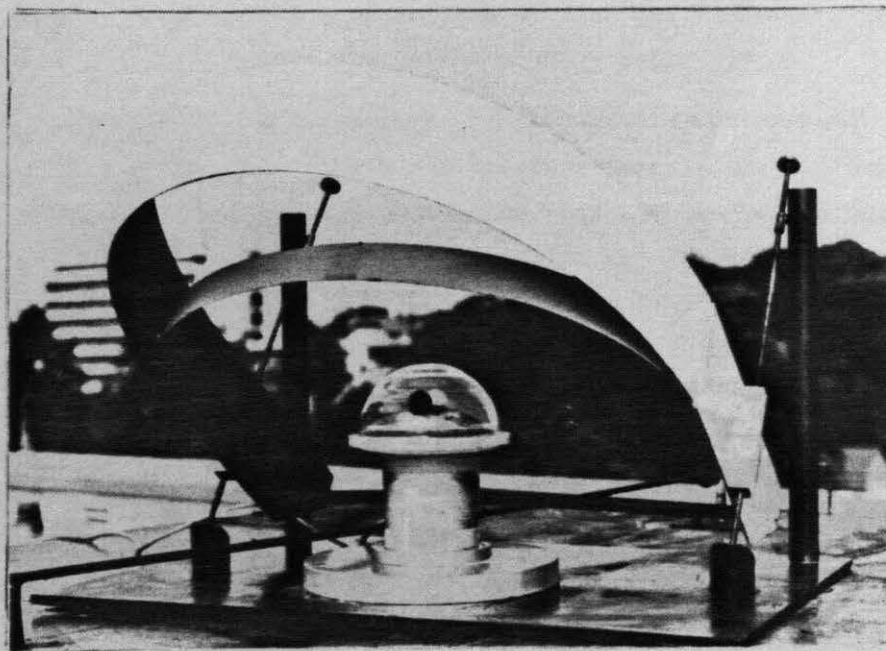
Abb. 17 - 20: Fotografien aller eingesetzten Strahlungsdetektoren

Abb. 17



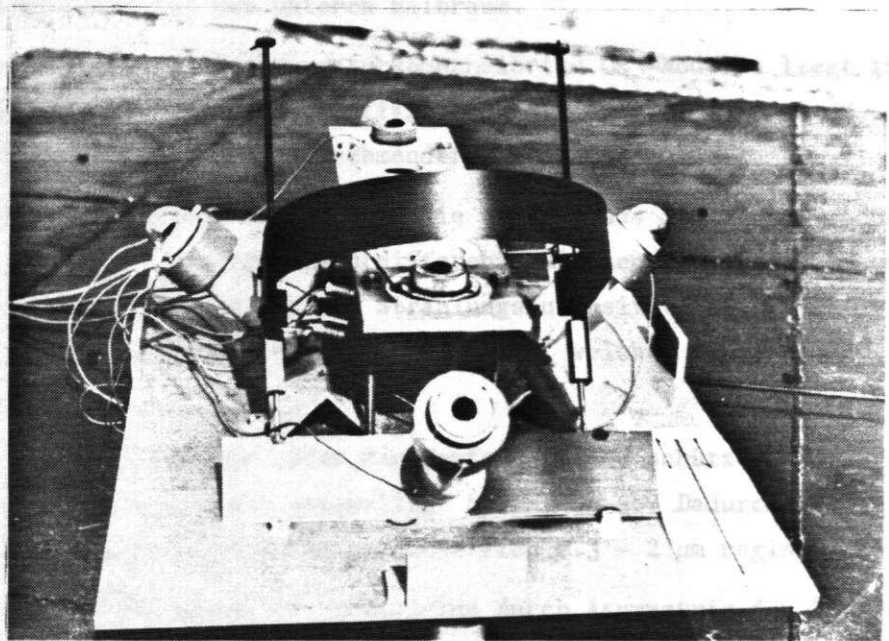
Das Kugelpyranometer nach THEVES

Abb. 18



Das THEVESsche Kugelpyranometer mit Blendenbeschattung

Abb. 19



In situ-Meßanordnung für vier unter  $45^\circ$  nach den Haupthimmelsrichtungen orientierte CM5 - Solarimeter und zwei horizontal exponierte Solarimeter mit und ohne Ringbeschattung.

Abb. 20



Aufstellungsort der Meßgeräte auf dem Dach des Instituts für Meereskunde in Kiel. Alle Sensoren wurden so montiert, daß keine störenden Abschattungseffekte auftraten.

Die unter  $45^\circ$  geneigten Solarimeter empfangen aus einem Raumwinkel von  $0.5\pi$  sr auch Reflexstrahlungsflüsse aus dem unteren Halbraum.

Die Empfindlichkeit der nicht temperaturkompensierten CM5-Modelle liegt für  $20^\circ\text{C}$  bei  $0.1 \text{ mV/mW/cm}^2$ ; der Temperaturkoeffizient beträgt  $-0.25\%$  pro Grad, im Sinne abnehmender Empfindlichkeit mit zunehmender Temperatur.

Eine schwarze Empfangsfläche absorbiert die einfallende Strahlung, wodurch sich ihre Temperatur erhöht. Die Temperaturdifferenz zwischen dieser Fläche und dem Instrumentenkörper ist ein Maß für die Strahlungsintensität. Sie wird mit Thermoelementen in ein elektrisches Signal umgewandelt, welches ein Spannungsmesser registriert.

Zwei konzentrische Glaskalotten über der Empfangsfläche schützen diese vor Wind und Niederschlag und halten die langwellige Strahlung ab. Dadurch werden ausschließlich Strahlungsflüsse im Wellenlängenbereich  $0.3 - 2 \mu\text{m}$  registriert.

Reflexvorgänge am Glasdom (Diakaustik), sowie eine durch Asymmetrie der Thermosäulenglieder bedingte unterschiedliche Empfindlichkeit der Empfängerfläche implizieren vor allem bei großen Einfallswinkeln korrigierungsbedürftige Meßfehler. Die Abweichung  $A$  der Instrumentenempfindlichkeit von der Proportionalität zum Kosinus des Einfallswinkels  $\theta$  (genannt "Kosinusfehler") beträgt für  $\theta \leq 80^\circ$   $A = \pm 8\%$ ; für noch größere Winkel steigt diese jedoch steil an. Zur Bestimmung der Meßfehler von Solarimetern als Funktion des Azimuts der Bestrahlung für verschiedene Einfallswinkel führte HINZPETER 1952 experimentelle Untersuchungen durch, die durch Studien des Verfassers im Rahmen seiner Diplomarbeit bestätigt wurden (siehe SINN<sup>27</sup>, Seite 32-34).

Eine weitere Fehlerquelle stellt die sogenannte "Nullpunktsdepression" dar; diese kann vor allem die Meßgenauigkeit von Schattenringsolarimetern beeinträchtigen. Bei Beschattung ist zu befürchten, daß sich die Glashauben durch Ausstrahlung stärker abkühlen als die passiven Lötstellen der Thermosäule: es fließt dann Wärme von der Auffangfläche zum Glasdom. Bezieht man den Nullpunkt auf den thermodynamischen Gleichgewichtszustand (wie er bei fehlender Einstrahlung herrscht), so liegt der "wahre" Nullpunkt unter demjenigen, der real existiert. Diesem Effekt wurde durch eine ständig dem Wind ausgesetzte Exposition aller eingesetzten Solarimeter entgegengewirkt. Durch diese natürliche Ventilation konnte sich eine starke Abkühlung der Glashauben unter Umgebungstemperatur kaum einstellen.

2.8  $\mu\text{m}$  registriert (zum Vergleich: die Solarimeterglaskalotten sind im Intervall 0.3 - 2  $\mu\text{m}$  durchlässig). Die durch die thermische Trägheit beider Kugeln bestimmte Einstellzeit wurde vom Verfasser experimentell überprüft (siehe Abb. 22).

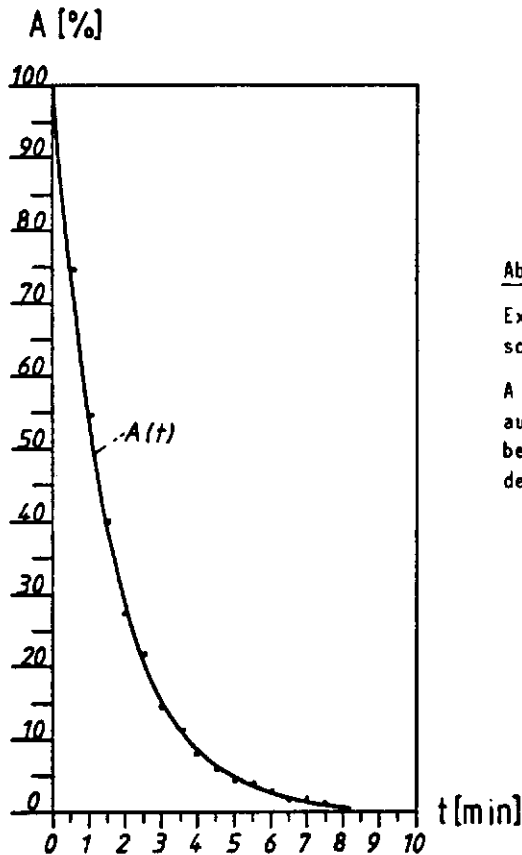


Abb. 22

Experimentell Überprüfte Einstellzeit eines THEVES-schen Kugelpyranometers.

$A$  bedeutet die Abweichung zwischen der Strahlungsaufnahme eines sonnenbeschienenen und eines völlig beschatteten Detektors; letzterer wurde plötzlich der Sonne ausgesetzt.

Dazu wurde an einem wolkenlosen Strahlungstag ein Kugelpyranometer vor Sonne exponiert, ein zweites zunächst für 30 Minuten total abgeschattet. Letzteres wurde dann plötzlich der Sonne ausgesetzt; die Abweichung  $A(t)$  zwischen beiden nähert sich exponentiell dem Wert Null\*. Also gilt für die zeitliche Änderung von  $A$

$$-\frac{dA}{dt} = \tau A \quad \text{mit } t := \text{Zeit} \quad (4.1)$$

$$\tau := \text{Zeitkonstante}$$

Diese Differentialgleichung besitzt die allgemeine Lösung:

$$A = A_0 e^{-\tau t} \quad (4.2)$$

mit der Anfangsbedingung  $A = A_0$  für  $t = 0$ .

\* Beide Kugelpyranometer wurden unmittelbar vorher relativ geeicht. Die Integrationszeit der Registrierungen betrug während des gesamten Experiments 30 Sekunden.

Für die Messung in Abbildung 22 ergibt sich eine Zeitkonstante von

$$\tau = 0.623 \text{ min}^{-1} \quad (4.3)$$

Aus  $\tau$  kann die Einstellzeit  $t_e$ , das ist die Zeit, innerhalb derer ein Abfall auf  $1/e$  erfolgt, errechnet werden:

$$t_e = \frac{1}{\tau} = \frac{t_h}{\ln 2} = \frac{1}{0.623} \text{ min} \approx 1.6 \text{ min} \quad (4.4)$$

Wie aus Abb. 22 ersichtlich, liegt die Halbwertszeit  $t_h$  nur knapp über 1 Minute; nach 8 Minuten ist die Abweichung A kaum noch nachweisbar.

Die relativ günstige Einstellzeit von zirka 1.6 Minuten beruht

- a) auf der guten Leitfähigkeit des Kupferbleches,
- b) auf der hohen Transmission der Polystyrolhaube für kurzwellige Strahlung und
- c) auf dem hohen Absorptionsvermögen der Bodenplatte.

Die geschwärtzte Grundplatte aus Kupferblech absorbiert bei Einstrahlung Wärme, die sich gleichmäßig über die Fläche verteilt. Durch den Temperaturgradienten zwischen der warmen Bodenplatte und der für langwellige Strahlung zum Teil durchlässigen und daher kühleren Polystyrolkalotte kommt es zu einer geschlossenen Luftzirkulation, die beide Kugeln trotz deren unterschiedlicher Temperatur etwa gleich belüftet und so die Temperaturdifferenz nicht durch stark unterschiedliche Zirkulation um die Kugeln verfälscht.

Die teilweise Durchlässigkeit der Plastikhaube für langwellige Strahlung ist hier vorteilhaft, denn bei vollkommener Undurchlässigkeit würde sich eine starke Glashauswirkung einstellen, die an klaren Tagen zu Temperaturen bis über  $50^\circ\text{C}$  führte.

Nachteilig ist, daß die Bodenplatte die für den Reflexstrahlungseinfall maßgebende Raumwinkelfreiheit erheblich einschränkt. Die Reflexstrahlung wird für den unteren Halbraum auf zirka  $\pi/2$  sr beschnitten. Da die schwarze Grundplatte nur etwa 10 % der einfallenden Strahlung reflektiert, sind zum Beispiel für Messungen bei Neuschnee fehlerhafte Ergebnisse zu vermuten.

Zur Vermeidung störender Abschattungseffekte bei niedriger Sonne empfiehlt sich eine Nord-Süd-Orientierung der schwarzen und reflektierenden Kugeln, so daß der vertikale Schnitt durch beide Sensoren mittags dem Sonnenvertikal entspricht.

Im Winter wandert der Schatten der schwarzen Kugel bei der empfohlenen Stellung allerdings auch mittags noch über die reflektierende Kugel, was wegen der dann bevorzugt bestrahlten Absorberfläche zur Registrierung zu hoher Meßwerte führt.

Experimente des Verfassers mit zwei Kugelpyranometern unterschiedlicher azimuthaler Ausrichtung zeigten, daß bereits dann, wenn der obere Schattenrand der Absorberkugel den unteren Teil des reflektierenden Sensors erreicht, etwa um 5 % zu hohe Werte gemessen werden. Dies entspricht der Situation, wenn bei Nord-Süd-Orientierung beider Kugeln die Sonne mittags eine Höhe von  $h = 26^\circ$  erreicht. Für Kiel ist dies am 4. November bzw. am 9. Februar der Fall.

Zur Erhöhung der Meßgenauigkeit ist es daher vorteilhaft, für maximale Sonnenhöhen unter  $30^\circ$  das THEVESSche Kugelpyranometer ein der Jahreszeit entsprechendes Stück vormittags nach Osten und nachmittags nach Westen zu drehen. In Kiel ist das zwischen dem 7. Oktober und dem 9. März der Fall.

#### 4.3. Korrekturen für Solarimeter- und Kugelpyranometermessungen bei Blendenbeschattung

Wird nur die direkte Sonnenstrahlung ausgeblendet, so registriert ein horizontal montiertes Solarimeter ausschließlich die aus dem oberen Halbraum einfallende diffuse Himmelsstrahlung  $D$ , ein abgeschattetes Kugelpyranometer entsprechend nur die Himmels- und Reflexstrahlungsflüsse aus dem oberen und unteren Halbraum, also die diffuse Gesamtstrahlung  $Z_d$ .

Schattenblenden werden an zwei mit dem Winkel der geographischen Breite des Aufstellungsortes  $\phi$  gegen die Horizontale nach Norden ausgerichteten Führungsschienen befestigt. Dadurch sind die Schattenblenden je nach Deklination der Sonne  $\delta$  so verschiebbar, daß der von der Sonne auf ihrem Tagesbogen durchlaufene Himmelsteil zu allen Jahreszeiten abgeschattet werden kann. Weil dabei auch ein Teil der einfallenden Streustrahlung ausgeblendet wird, sind die so gewonnenen Meßwerte systematisch zu klein.

Die erforderliche Korrektur ist zum einen von der Blendengeometrie, zum anderen aber auch stark von meteorologischen Parametern abhängig, da der durch den Ring abgeschattete Streustrahlungsanteil mit der Strahldichtevertelung variiert.

Der für die Solarimeter eingesetzte Schattenring (vergleiche Abbildung 19) hat eine Breite von  $b = 6$  cm und einen Radius  $r = 15$  cm. Der von der Deklination  $\delta$  abhängige Öffnungswinkel des Ringes

$$\varphi(\delta) = \arctan \left\{ \frac{b}{r} \cdot \cos^2 \delta \right\} \quad (4.5)$$

beträgt zum Zeitpunkt der Tag- und Nachtgleiche  $22.6^\circ$ , zur Sonnenwende hin fällt  $\varphi$  entsprechend größer aus.

Zur Berechnung der von der Strahldichtevertelung abhängenden Schattenringkorrektur führte BRETTSCHEIDER<sup>2</sup> 1981 das Trübungsmaß  $D^R/G$  (= Verhältnis von bei Ringbeschattung gemessener Himmelsstrahlung  $D^R$  zur gemessenen Globalstrahlung  $G$ ) und eine die Extinktion der direkten Sonnenstrahlung beschreibende Größe, die "scheinbare optische Dicke  $\tau^*$ " ein:

$$\tau^* = \log \frac{I_{ex} \cdot \sin h}{G - D^R} \quad (4.6)$$

Der von BRETTSCHEIDER empirisch gewonnene Korrekturfaktor  $\Lambda$  setzt sich aus einem Faktor  $\Lambda^D$  und einem Faktor  $\Lambda^A$  zusammen:

$$\Lambda = \Lambda^D \cdot \Lambda^A \quad (4.7)$$

$\Lambda^D$  berücksichtigt die Geometrie des Schattenrings und die Variation mit der Declination und wäre bei isotroper Strahldichtevertelung bereits ausreichend.

$$\Lambda^D = \frac{1 - 0.1079 \Xi(\delta, \phi, t_0)}{1 - \frac{2b}{\pi r} \Xi(\delta, \phi, t_0)} \quad (4.8)$$

mit  $\Xi(\delta, \phi, t_0) = \cos^3 \delta (\sin \phi \sin \delta t_0 + \cos \phi \cos \delta \sin t_0)$ ,  
 $t_0$  = Stundenwinkel für Sonnenuntergang

$\Lambda^A$  reagiert auf die Anisotropie der Verteilung und benutzt die eben eingeführten, leicht aus den Messungen und planetarischen Konstanten allein ableitbaren Parameter  $D^R/G$  und  $\tau^*$ :

$$\Lambda^A = 1.2518 + 0.0013\delta - 0.1891 (D^R/G)^3 - 0.0278 (\tau^*)^{-1} \quad (4.9)$$

Nach diesem Verfahren durchgeführte Schattenringkorrekturen führten für den eingesetzten Ringtyp zu einer Reduktion der Fehler auf etwa 3 % (SINN<sup>27</sup>, 1982). Die Abbildung 23 zeigt für zwei  $\tau^*$ -Werte die Abhängigkeit der Schattenringkorrektur vom Trübungsmaß  $D^R/G$ .

Für das zu beschattende Kugelpyranometer nach THEVES mit seinen beiden kugelförmigen Sensoren wurden vom Verfasser zwei verschiedene Blenden konstruiert.

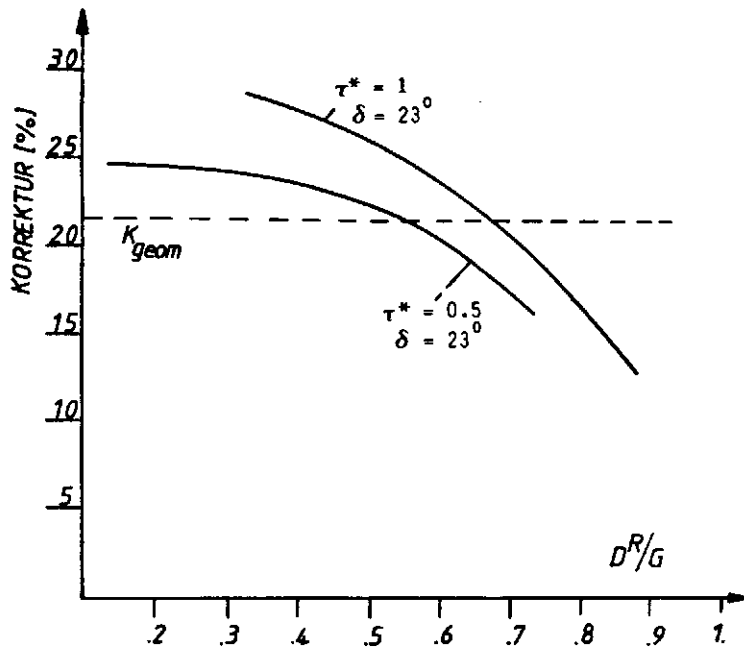


Abb. 23

Die Schattenringkorrektur für Solarimeter als Funktion des Trübungsmaßes  $D^R/G$  für zwei optische Dicken  $\tau^*$ .

Gültig für den Standort Kiel bei einer Deklination der Sonne von  $\delta = 23^\circ$  (Anfang Juli) und für den vom Verfasser eingesetzten Schattenring. Berechnet nach dem BRETT-SCHNEIDERSchen Verfahren.

Die Verwendung eines einzelnen Schattenrings würde das Gesichtsfeld beider Kugeln unterschiedlich einschränken. Deshalb wurden zwei elliptische Blenden entwickelt, die für beide Kugeln gleiche zentrale Öffnungswinkel  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  liefern und dem Öffnungswinkel  $\varphi$  (Gleichung (4.5)) des eingesetzten Schattenrings bei einem bestimmten Wert  $\delta$  entsprechen (siehe Abbildungen 24 und 25). Die Differenz  $\varphi_{1,2} - \varphi$  ist im Verlauf der Meßperiode Mai - September so klein, daß sie vernachlässigt wird.

Da die Korrekturformel (4.7) nur für horizontale Schattenringsolarimeter gilt, wurde der Blendeneinfluß auf das sphärische Kugelpyranometer nach THEVES experimentell überprüft. Dies geschah durch Vergleichsmessungen vor Sonne mit einer nachgeführten Schattenscheibe bei verschiedenen Himmelszuständen. Der Abstand zwischen Scheibe und Kugelpyranometer wurde so gewählt, daß der durch die Schattenscheibe ausgeblendete Öffnungswinkel und die Öffnungswinkel der Schattenringe  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  gleich waren. Die stundenweise Auswertung ergab die in Abb. 26 dargestellten Korrekturkurven. Die Korrekturen sind mit einer Ungenauigkeit behaftet, die 3 % kaum übersteigt.



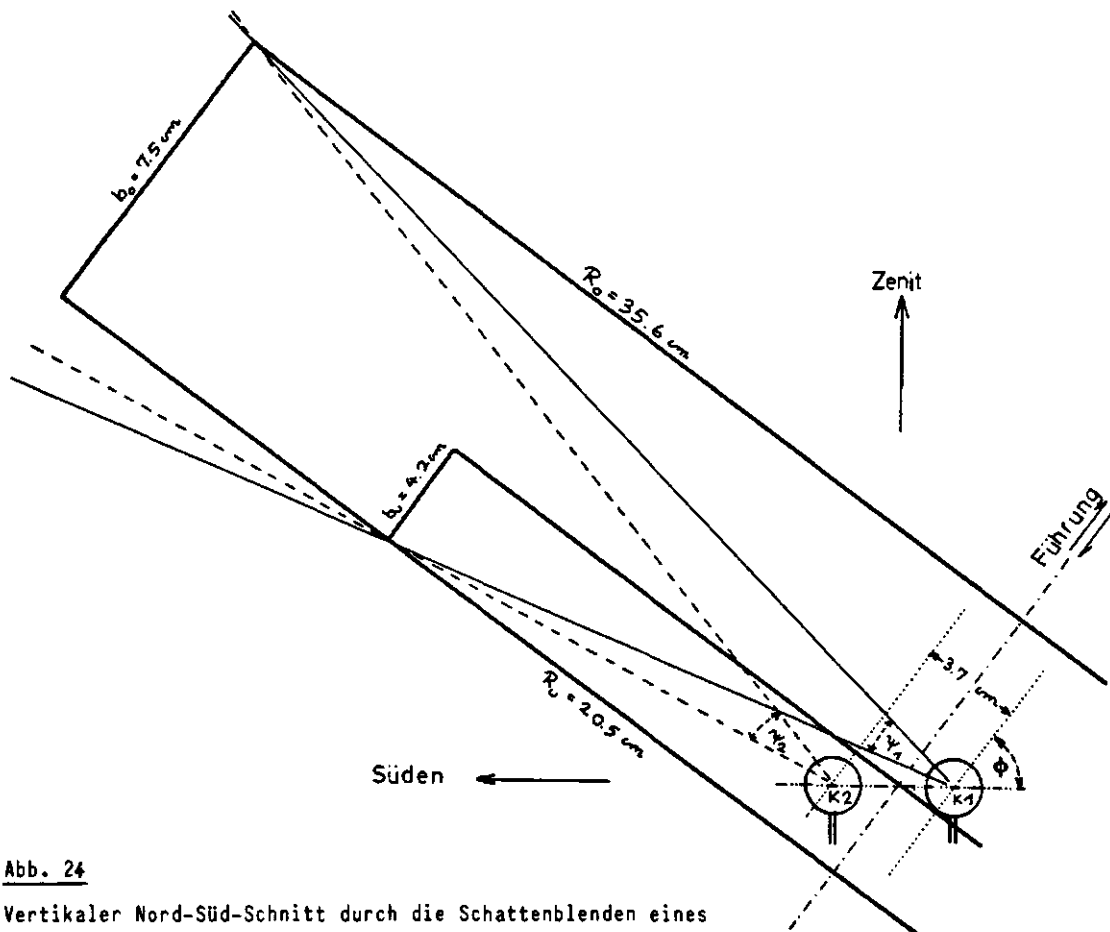


Abb. 24

Vertikaler Nord-Süd-Schnitt durch die Schattenblenden eines THEVESSchen Kugelpyranometers (Position zum Zeitpunkt der Sonnenwende). Die Öffnungswinkel sind für beide Kugelsensoren identisch und gleich dem des Solarimeterschattenrings.

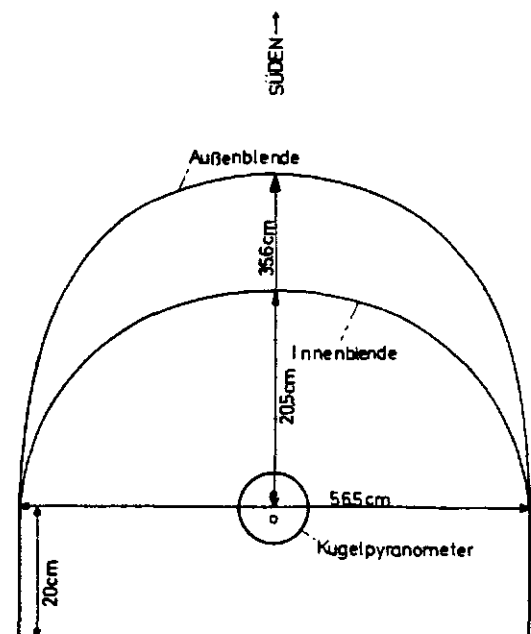


Abb. 25

Ansicht der Kugelpyranometer mit Schattenblenden von oben.

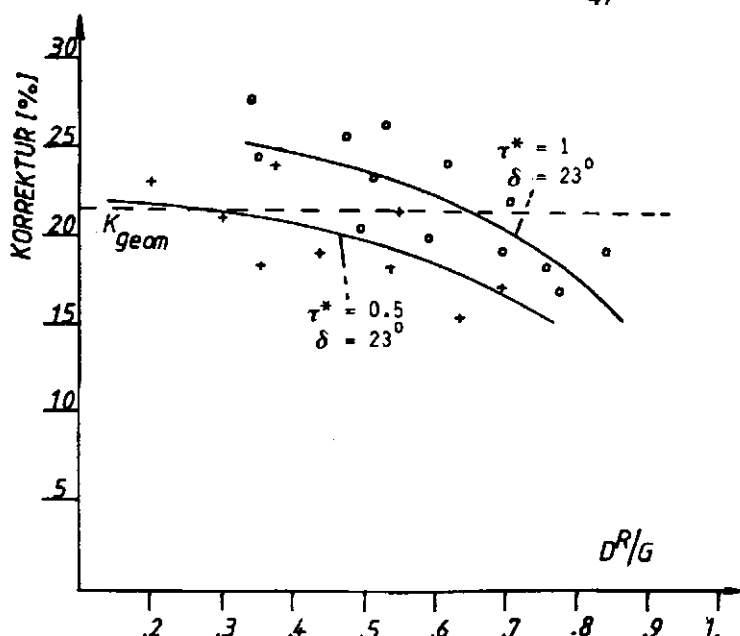


Abb. 26

Experimentell überprüfte Schattenringkorrektur für ein blendenbeschattetes Kugelpyranometer nach THEVES für die optischen Dicken  $\tau^* = 0,5$  u.  $\tau^* = 1$  bei einer Deklination der Sonne von  $\delta = 23^\circ$  (Anfang Juli). Der Blendenöffnungswinkel ist gleich dem des Solarimeter-schattenrings.

#### 4.4. Eichfaktoren der eingesetzten Solarimeter und Kugelpyranometer

Da sowohl die Solarimeter als auch die Kugelpyranometer unter den selben Umständen miteinander vergleichbare Meßwerte liefern sollen, wurde eine gemeinsame Eichung aller Instrumente vor Sonne durchgeführt. Auf eine Benutzung des in Kapitel 4.2. erwähnten Heizwiderstandes beim THEVESschen Kugelpyranometer wurde verzichtet.

Zur Relativeichung der sechs CM5-Solarimeter befanden sich diese nebeneinander in den Löchern einer horizontalen Eichbank, so, daß alle Thermosäulen gleichorientiert mit ihren Längsachsen im Sonnenvertikal lagen. Eine vom Verfasser entwickelte Eichblende schützte dabei die Instrumente vor der Reflexstrahlung, die durch Lichtbrechung an den Glashauben der Nachbargeräte entsteht.

Daneben wurden die beiden Kugelpyranometer aufgestellt. Es wurde darauf geachtet, daß die Instrumente sich nicht gegenseitig beschatten.

Die aus ebenen Asbestplatten bestehende Unterlage erhielt eine glänzend schwarze Lackierung. Messungen mit einem Albedometer ergaben eine Albedo des Untergrunds von  $\varphi = 0.15$ , was einerseits in etwa dem Reflexverhalten des umgebenden Bodens entspricht und andererseits der Albedo der schwarzen Grundplatte eines THEVESschen Kugelpyranometers ( $\varphi \approx 0.10$ ) nahekommt.

Alle Solarimeter und Kugelpyranometer wurden während mehrerer Tage bei unterschiedlichen Bewölkungsverhältnissen der solaren Strahlung ausgesetzt. Aus Stundenmittelwerten gemessener Strahlungsflüsse wurden die Empfindlichkeits-

schwankungen der Instrumente untereinander bestimmt. Die Meßwerte der CM5 - Solarimeter wichen durchschnittlich um 1 % voneinander ab, während die Meßwerte der beiden Kugelpyranometer um etwa 4 % auseinander lagen\*.

Die Absoluteichung wurde nach der "sun-shadow"-Methode mit je zwei relativ zueinander geeichten Solarimetern und Kugelpyranometern unter gleichzeitiger Benutzung eines der Sonne nachgeführten Linke-Feussner-Panzeraktinometers vollzogen.

Dabei wurden ein Solarimeter und ein Kugelpyranometer durch Schattenscheiben so gegen direkte Sonnenstrahlung abgeschirmt, daß der verdeckte Winkelbereich um die Sonne gleich dem Öffnungswinkel des Aktinometers war.

Die Differenz zwischen den Meßwerten des beschatteten und unbeschatteten Instruments  $I'_{\text{hor}}$  (bzw.  $I'_k$ ) in mV ist ein Maß für die auf eine horizontale (kugelförmige) Fläche einfallende direkte Sonnenstrahlung  $I_{\text{hor}} = I \cdot \sin h$  (bzw.  $I_k = I/4$ ). Parallele Meßreihen mit dem absolut geeichten Panzeraktinometer lieferten Werte der direkten Sonnenstrahlung  $I$  auf die zur Sonne senkrechte Einheitsfläche; diese wurden durch Multiplikation mit dem Sinus der Sonnenhöhe  $h$  (bzw. mit  $\sin h/4$ ) in die direkte Strahlung auf die horizontale Fläche  $I_{\text{hor}}$  (auf die kugelförmige Fläche  $I_k$ ) in  $\text{Wm}^{-2}$  umgerechnet. Der Quotient  $I_{\text{hor}}/I'_{\text{hor}}$  liefert den absoluten Eichfaktor der relativ geeichten CM5-Geräte; entsprechend gibt das Verhältnis  $I_k/I'_k$  den absoluten Eichfaktor für das Kugelpyranometer an (jeweils in  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{mV}^{-1}$ ).

Alle Eichfaktoren wurden im Verlauf der Meßperiode kontrolliert. Bei Eliminierung der in den Kapiteln 4.1. - 4.3. geschilderten Meßfehler ergibt sich ein mittlerer absoluter Meßfehler für CM5-Solarimeter von 3 %, für ein THEVESsches Kugelpyranometer von 9 %. Bei Ring- bzw. Blendenbeschattung kommt für beide Detektortypen je ein weiterer Fehler von 3 % hinzu.

Eine Übersicht über die Meßfehler aller eingesetzten Geräte gibt die Tabelle 4 auf der nächsten Seite.

Experimente zur Überprüfung der Meßgenauigkeit aller eingesetzten Instrumente werden im ANHANG beschrieben (siehe dort!).

---

\*) Gemeint sind hier stets die mittleren quadratischen Abweichungen bzw. Meßfehler (siehe Anhang!)

Meßinstrumente	relative Meßfehler	absolute Meßfehler
unbeschattetes CM5-Solarimeter	1 %	3 %
Schattenringsolarimeter	4 % *)	6 % *)
unbeschattetes Thevessches Kugelpyranometer	4 %	9 %
blendenbeschattetes Kugelpyranometer	7 % *)	12 % *)

Tab. 4

Die Meßfehler von MOLL- GORCZYNSKI-Solarimetern des Typs CM5 und von Kugelpyranometern nach THEVES für Stundenmittelwerte der Strahlungsin-  
tensitäten.

#### 4.5. Aufstellung und Orientierung im Raum

Der Aufstellungsort der Meßgeräte auf dem Dach des Instituts für Meereskunde an der Universität Kiel (IFM) ist gekennzeichnet durch eine nahezu freie und unverbaute Sicht in allen Himmelsrichtungen (vergleiche Abbildung 20). Die geeigneten Solarimeter wurden der Eichbank ohne azimutale Verdrehung entnommen; dadurch konnte der Einfluß des Bestrahlungszimuths auf die Empfindlichkeit dieser Detektoren auf ein Minimum reduziert werden.

Die aus Asbestplatten bestehende Unterlage (5 x 7 m ) ist schwarz lackiert.

#### 4.6. Datenerfassung und -aufbereitung

Die Meßsignale der thermoelektrisch arbeitenden Solarimeter und Kugelpyranometer gelangen nach Verstärkung über einen Analog/Digitalwandler zu einem Frequenzzähler. Seine Integrationszeit wurde meist auf 8 Minuten eingestellt, nur für wenige Messungen auch auf kürzere Perioden.

Die zeitlich integrierten Signale werden in einen Datenspeicher übertragen und im Frequenzbereich durch Zählen über die vorgegebenen Zeitintervalle gemittelt. Ein Rechner wandelt die gemittelten Meßsignale mit den Eichfaktoren in die physikalische Einheit  $Wm^{-2}$  um, ein Fernschreiber liefert das Protokoll der Messungen.

---

\*) Diese Werte sind nur für die vom Verfasser eingesetzten Ring- bzw. Blendentypen richtig.

## 5. DISKUSSION DER MESS- UND RECHENERGEBNISSE

Dieser Abschnitt gliedert sich in fünf Teile:

- 1) Tageskurven der Strahlungsflüsse auf eine Kugel und auf verschieden ausgerichtete ebene Flächen. Diskussion der Einflüsse von Empfängergeometrie und -exposition.
- 2) Kugelpyranometermeßwerte als Funktion des Bedeckungsgrades in  $\Delta h = 10^\circ$ -Intervallen mit Beziehungen zum Strahlungseinfall auf Horizontalflächen.
- 3) Vergleich der gemessenen und berechneten Werte als Maß für die Güte der Umrechnung von ebenen auf kugelförmige Empfänger.
- 4) Die gemessene Zirkumglobalstrahlung und diffuse Gesamtstrahlung für verschiedene Wolkentypen mit Ausweitung durch Modellrechnungen für unterschiedliche Werte der Bodenalbedo.
- 5) Fallstudien für die Bestrahlung von Kugeln und Menschen.

Sämtliche Messungen wurden auf dem Dach des IFM in Kiel während der Monate Mai bis September 1982 durchgeführt. Die Bodenalbedo am Aufstellungsort der Instrumente betrug konstant  $\rho = 0.15$ .

Der überdurchschnittlich warme Sommer 1982 ließ auch zahlreiche Studien bei klarem Wetter zu. Alle Angaben über den Bewölkungszustand beruhen auf stündlichen Beobachtungen des "Geophysikalischen Beratungsdienstes der Bundeswehr", Marinefliegergeschwader 5 / Holtenau.

### 5.1. Tageskurven gemessener Strahlungsflüsse

Die Abbildungen 27 - 29 zeigen für drei Meßtage Stundenmittel der Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$ , der diffusen Gesamtstrahlung  $Z_d$ , der Globalstrahlung  $G$  und der diffusen Himmelsstrahlung  $D$  (im oberen Teil der Abbildungen) sowie die Globalstrahlung  $G_{45^\circ}$  der unter  $45^\circ$  nach den Haupthimmelsrichtungen hin geneigten ebenen Empfänger (unterer Teil der Abbildungen).

$G$  und  $Z_g$  sowie  $D$  und  $Z_d$  sind in allen drei Fällen recht gut miteinander korreliert. Besonders bei klarem Wetter fällt für  $G$  und  $D$  eine glockenförmige, für  $Z_g$  und  $Z_d$  eine eher plateauartige Form auf. Für eine wolkenfreie und dunstlose Atmosphäre (siehe Abbildung 27 oben) ergeben sich ausgeprägte Tagesgänge. Bemerkenswert ist, daß selbst im Falle einer stark anisotrop verteilten Strahldichte außer zu Zeiten sehr niedriger Sonnenstände  $Z_g$  weit unter den  $G$ -Werten liegt: die effektive

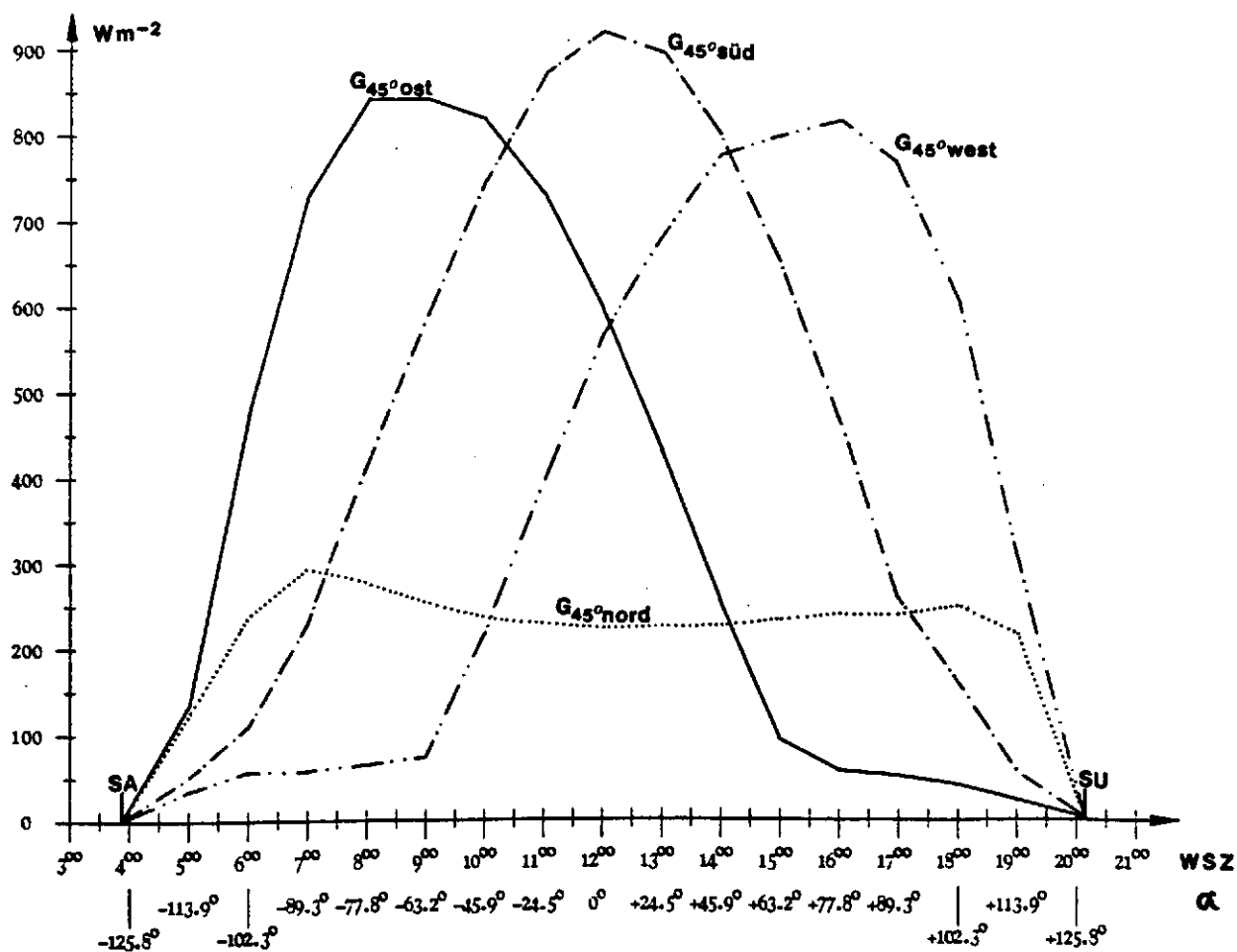
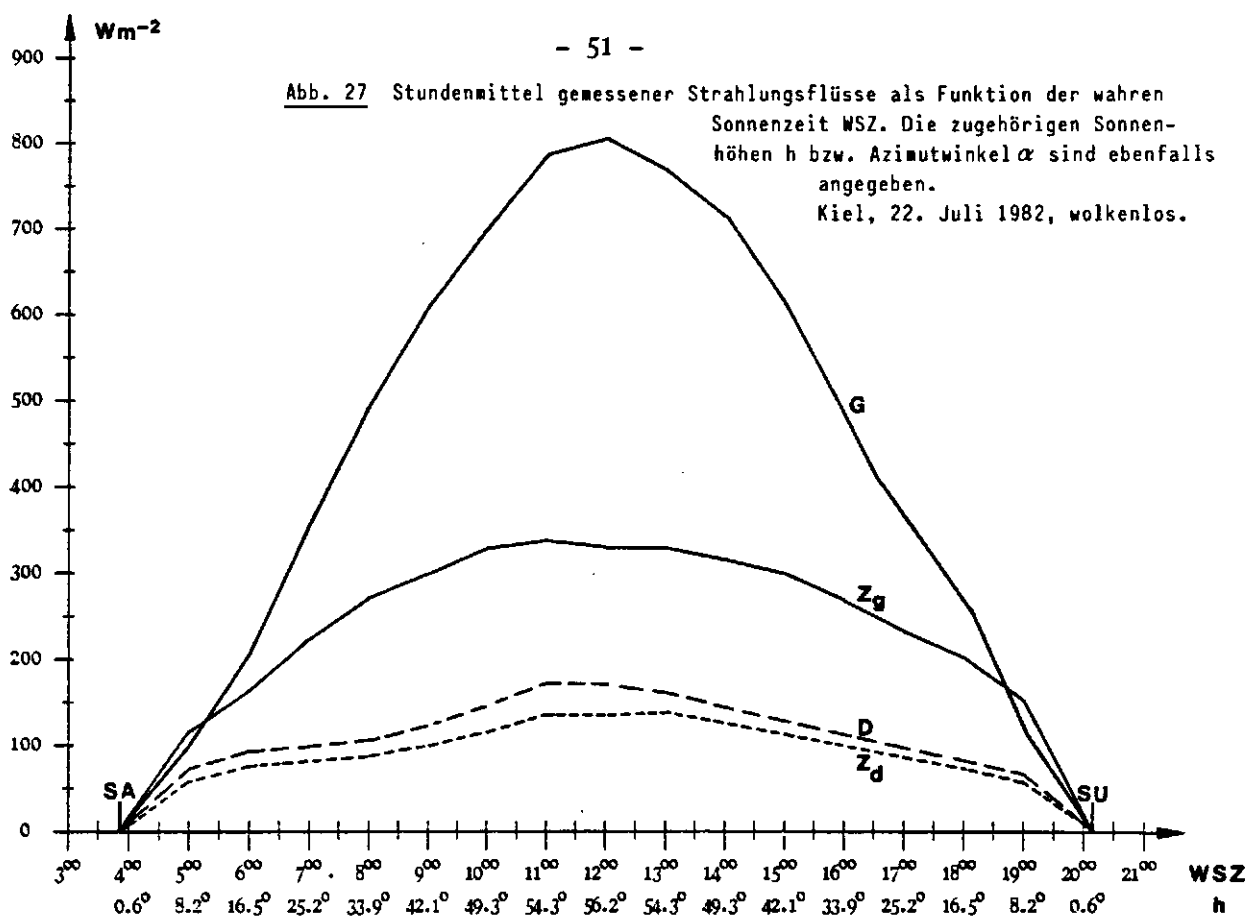


Abb. 28

Stundenmittel gemessener Strahlungsflüsse im Tagesverlauf.  
Kiel, 5. Juli 1982; kräftige durchbrochene Cumulusbewölkung (N zirka 4-5/8).

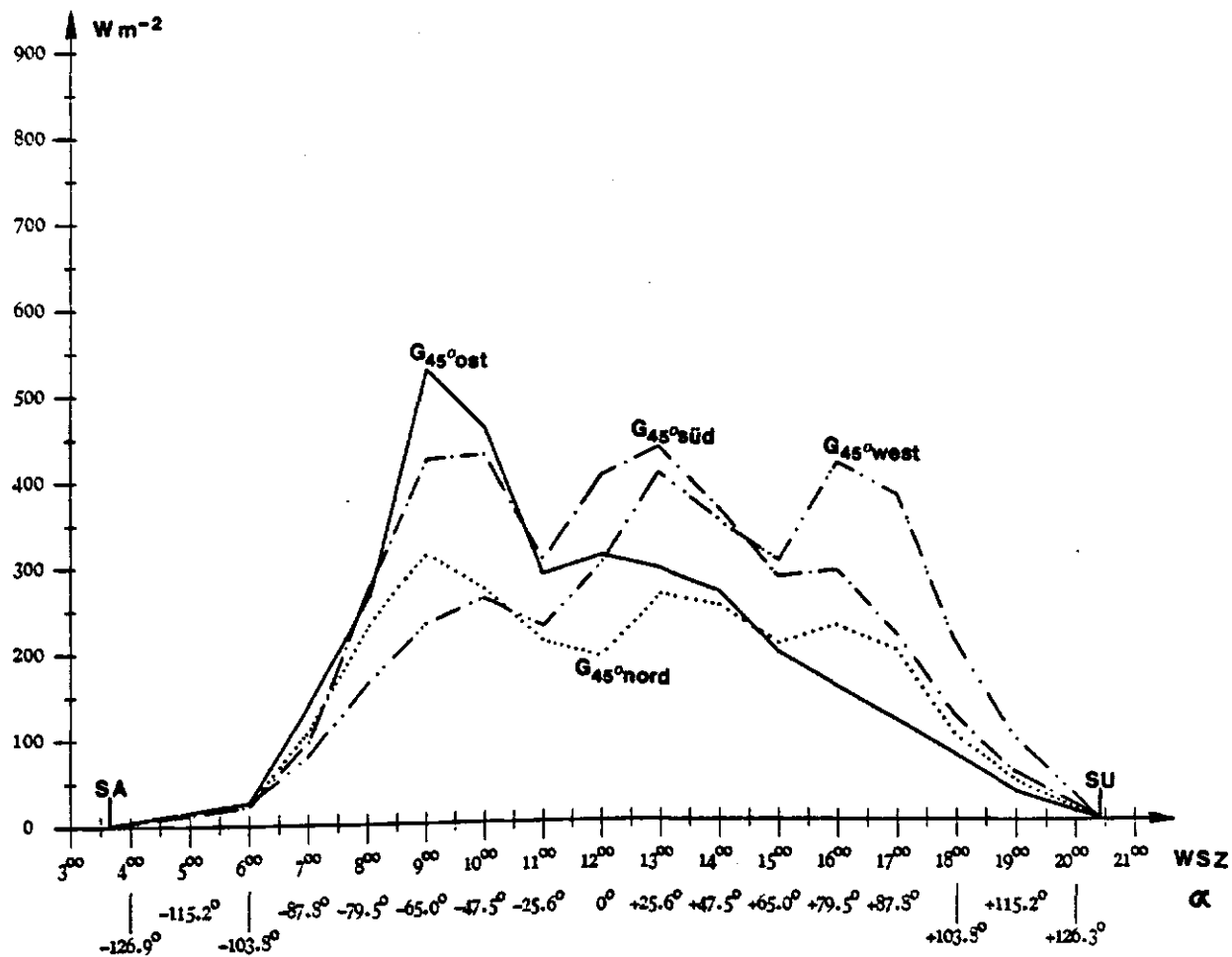
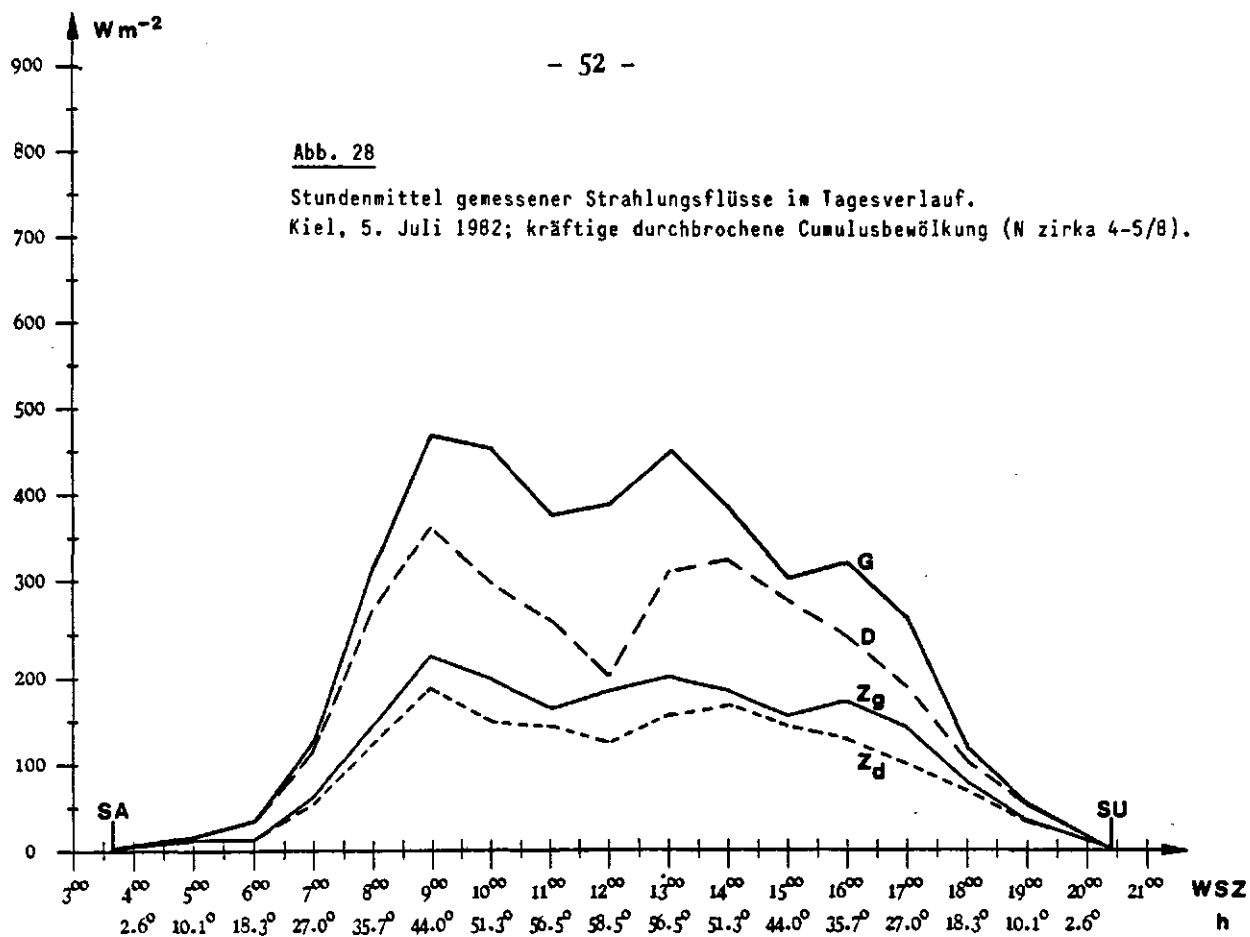
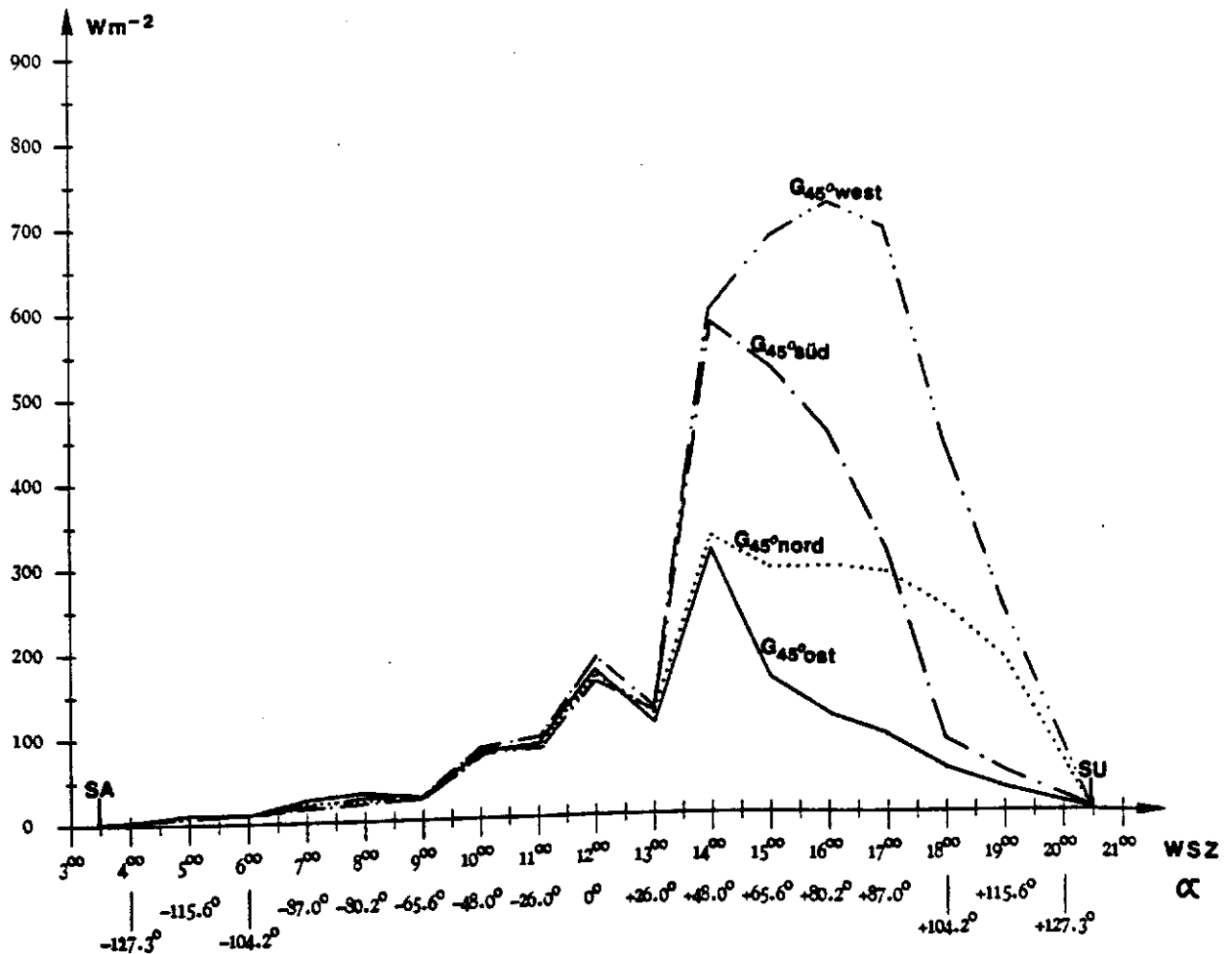
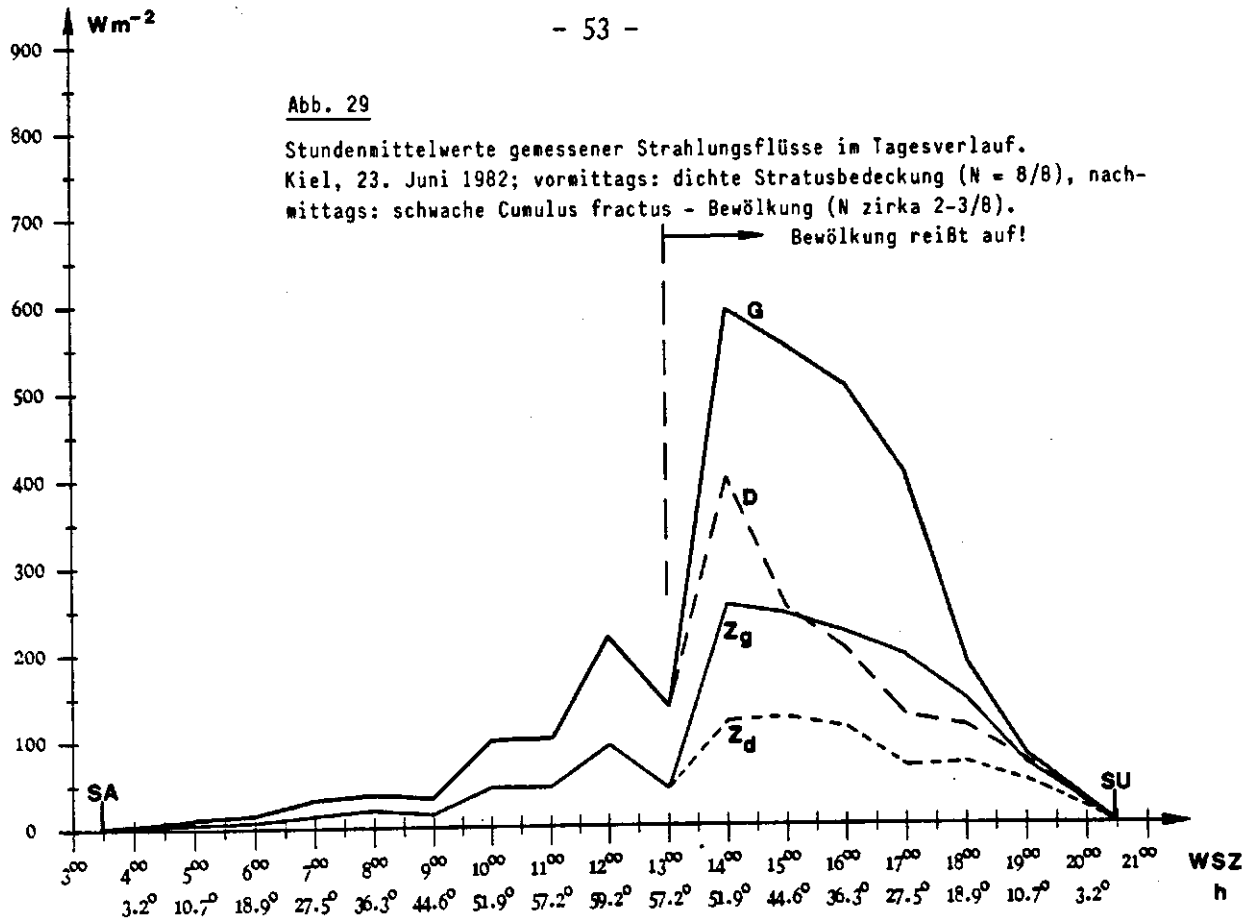


Abb. 29

Stundenmittelwerte gemessener Strahlungsflüsse im Tagesverlauf.  
Kiel, 23. Juni 1982; vormittags: dichte Stratusbedeckung ( $N = 8/8$ ), nach-  
mittags: schwache Cumulus fractus - Bewölkung ( $N$  zirka 2-3/8).  
Bewölkung reißt auf!





Auffangfläche einer Kugel, die bei gerichtetem Strahlungseinfall nur 1/4 der Gesamtoberfläche beträgt, sowie die nur schwach ausgeprägte Bodenreflexstrahlung führen für  $h \gtrsim 8^\circ$  zu  $Z_g < G$ .

Die Bestrahlung der geneigten, ebenen Empfänger hängt bei gegebener Exposition stark vom solaren Azimut  $\alpha$  ab (siehe Abbildung 27 unten). Der maximale Strahlungsgenuß\* ergibt sich an Strahlungstagen für den geringsten Winkelabstand  $i$  zwischen Sonne und Empfangsflächennormale. Der Winkel optimaler Flächenneigung  $\beta_{\text{optimal}}$  wird durch eine Extremwertberechnung bestimmt.

Speziell für Südhänge gilt für den Azimutwinkel zwischen der auf die horizontale Ebene projizierten Flächennormalen und der Südrichtung:  $\alpha' = 0$ . Damit und mit der Beziehung (3.11) läßt sich Gleichung (3.9) folgendermaßen umformen:

$$i^{\text{Südhang}} = \arccos \left( \cos \beta \cdot \sin h + \sin \beta \frac{\sin h \cdot \sin \phi - \sin \delta}{\cos \phi} \right) \quad (5.1)$$

Durch Differenzieren dieser Gleichung erhält man mit der Bedingung für Extremwerte

$$\frac{\partial}{\partial \beta} i^{\text{Südhang}} \stackrel{!}{=} 0$$

eine Bestimmungsgleichung für die optimale Empfängerneigung:

$$\beta_{\text{optimal}}^{\text{Südhang}} = \arctan \left( \frac{\sin h \cdot \sin \phi - \sin \delta}{\sin h \cdot \cos \phi} \right) \quad (5.2)$$

Gleichung (5.2) liefert für die Tagesverläufe am 22. Juli und 22. Dezember 1982 (Standort Kiel) die in Tabelle 5 aufgestellten Werte. Sie zeigt, daß für den Strahlungsgenuß geneigter ebener Auffangflächen der im Tages- und Jahresverlauf stark schwankende Sonnenstand besonders wichtig ist. Der am 22. Juli registrierte Tagesgang  $G_{45^\circ \text{Süd}}$  basiert auf Messungen mit einem um  $45^\circ$  nach Süden geneigten ebenen Empfänger; zur maximalen Strahlungsaufnahme müßte ein nach Süden ausgerichteter Sonnenkollektor unter gleichen Umständen flacher geneigt sein.

An Tagen mit durchbrochener Bewölkung (vergleiche Abbildung 28) gelangt die direkte Sonnenstrahlung zu Zeiten niedriger Sonnenstände nicht zur Erdoberfläche;

---

\*) Dieser Aussage liegt eine Vernachlässigung der Bodenreflexstrahlung zugrunde. Ein Empfänger (Sonnenkollektor), der bei gegebener Ausrichtung maximale Strahlungsflüsse empfangen soll, muß für (stark) reflektierende Böden steiler geneigt sein.

WSZ	22. Juli			22. Dezember		
	$\beta$ Südhang optimal	h	$\alpha$	$\beta$ Südhang optimal	h	$\alpha$
12 <sup>00</sup>	+33.8°	+56.2°	0	+77.8°	+12.2°	0
11 <sup>00</sup>	+33.1°	+54.3°	-24.5°	+78.5°	+11.1°	-14.0°
10 <sup>00</sup>	+31.0°	+49.3°	-45.9°	+81.0°	+8.0°	-27.6°
9 <sup>00</sup>	+26.4°	+42.1°	-63.2°	+85.9°	+3.1°	-40.5°
8 <sup>00</sup>	+17.5°	+33.9°	-77.8°	+90.0°	0°	-52.7°
7 <sup>00</sup>	0.0°	+25.2°	-89.3°			
6 <sup>00</sup>	-35.8°	+16.5°	-102.3°			
5 <sup>00</sup>	-70.5°	+8.2°	-113.9°			
4 <sup>00</sup>	-90.0°	0°	-125.8°			

Tab. 5

Optimale Empfängerneigung von Südhängen im Tagesverlauf für den 22. Juli und 22. Dezember. Gültig für Strahlungstage und einen schwach reflektierenden Erdboden, Standort Kiel.

es gilt dann  $G = D$  und  $Z_g = Z_d$ . Es fällt auf, daß die Bewölkung lediglich für die Global- und Himmelsstrahlung zu bewegten Registrierkurven führt; für die Zirkumglobal- und die diffuse Gesamtstrahlung ergeben sich (für Stundenmittel) wesentlich glattere Verläufe. Die  $Z_g$ -Werte sind bei durchbrochener Bewölkung und hohen Sonnenständen im Vergleich zu  $G$  größer als an klaren Tagen; dies ist im wesentlichen auf die Streustrahlung der hellen Wolkenwände zurückzuführen, da diese auf Horizontalflächen überwiegend schräg einfällt.

Die Meßwerte der geneigten ebenen Auffangflächen unterscheiden sich bei Bewölkung viel weniger als an wolkenfreien Tagen, da die Anisotropie der Strahldichtevertelung mit zunehmender Bewölkung schwächer wird.

Für bedeckten Himmel (siehe Abbildung 29) herrschen fast isotrope Verhältnisse im oberen und unteren Halbraum. Die  $G_{45^\circ \text{ Ost, Süd, West, Nord}}$ -Werte unterscheiden sich kaum voneinander, die azimutale Symmetrie der Strahldichtevertelung ist nahezu perfekt. Die Intensität der Zirkumglobalstrahlung beträgt dann nur wenig mehr als 50 % der Globalstrahlung. Zwar ist die Strahldichte in beiden Halbräumen stark isotrop vertelut, die auf eine Kugel einfallende Reflexstrahlung beträgt bei einer Bodenalbedo von  $\varrho = 0.15$  jedoch nur 15 % der Globalstrahlung.

## 5.2. Mittlere Zirkumglobalstrahlung $Z_g$ und diffuse Gesamtstrahlung $Z_d$ für unterschiedliche Wolkenformen und Sonnenhöhen

Die Schwächung solarer Strahlungsflüsse auf dem Weg durch eine bewölkte Atmosphäre hängt neben dem Bedeckungsgrad  $N$  auch vom Wolkentyp ab, da durchlässige Wolken - wie z.B. viele Zirren - die Sonnenstrahlung kaum schwächen, optisch dicke dagegen sehr. Untersuchungen von COULSON<sup>3</sup> (1975) ergaben, daß bereits 25 m einer Cumulus congestus - Wolke die direkte Sonnenstrahlung um etwa 99 % schwächt.

Die Tabelle 6 zeigt für  $\Delta h = 10^\circ$ -Intervalle Mittelwerte von  $Z_g$  und  $Z_d$  getrennt in Zirren, wolkenlos und cumuli- sowie stratiforme Bewölkung mit  $1/8 \leq N \leq 4/8$  und  $5/8 \leq N \leq 8/8$ .

$Z_g$  ist bei Bewölkung kleiner als im unbewölkten Fall. Lediglich eine schwache Zirrusbewölkung führt bei  $h \gtrsim 20^\circ$  zu einer geringfügigen Anhebung von  $Z_g$ , was auf Reflexvorgänge an den Eiskristallen innerhalb der Wolke zurückzuführen ist. Wasserwolken tragen mehr zur Schwächung von  $Z_g$  bei als Zirren, um so mehr, je tiefer die Sonne am Himmel steht und je größer der Bedeckungsgrad ist. Außer bei tiefem Sonnenstand ist für bewölkten Himmel  $Z_d$  kleiner als bei fehlender Bewölkung. Für  $h < 20^\circ$  dagegen schrumpft sowohl die für die Intensität der Bodenreflexstrahlung wichtige Globalstrahlung als auch die diffuse Himmelsstrahlung so stark, daß auch  $Z_g$  und  $Z_d$  stark abnehmen.

## 5.3. Güte der Umrechnung von ebenen auf kugelförmige Empfänger

Zur Berechnung der auf eine Kugel einfallenden Solarstrahlung  $Z_g$  wurde im Kapitel 3.2.3. folgende Näherungsformel definiert:

$$Z_g = \frac{G - D}{4 \cdot \cos z} + \frac{D}{4} \left[ 2 - \left( \frac{G - D}{I_{ex} \cdot \cos z} \right)^{\sin h \cdot p_0 / p} \cdot (2 \cos z - 1) \right] + \rho G / 2 \quad (3.33)$$

Im folgenden wird der Index "gem" für Kugelpyranometermessung und "ber" für Rechnung gemäß Formel (3.33) verwendet. Da die Gleichung (3.33) Vereinfachungen enthält und die Messungen fehlerhaft sind, gibt es zwischen diesen Werten sicherlich Abweichungen  $\Delta Z_g$ :

$$\Delta Z_g = Z_{g-ber} - Z_{g-gem}$$

**Tab. 6** Gemessene Werte der Zirkunglobalstrahlung  $Z_g$  und der diffusen Gesamtstrahlung  $Z_d$  (darunter in Klammern) in  $Wm^{-2}$  bei unterschiedlichen Wolkentypen und Bedeckungsgraden als Funktion der Sonnenhöhe  $h$ .

Standort: Kiel

Bodenalbedo:  $\rho = 0.15$

Meßperiode: Mai bis September 1982

Wolkenform	N	mittlere Sonnenhöhe $h$				
		10°	20°	30°	40°	50°
wolkenlos	0/8	134 (47)	208 (78)	252 (96)	274 (119)	318 (136)
transparente Zirren	1/8-4/8	121 (44)	214 (82)	263 (109)	285 (131)	336 (152)
	5/8-8/8	56 (38)	132 (91)	175 (130)	207 (154)	248 (193)
cumuli- und stratifforme Bewölkung	1/8-4/8	120 (51)	194 (90)	232 (114)	263 (135)	313 (153)
	5/8-8/8	36 (36)	83 (71)	128 (113)	156 (137)	185 (164)

Der Tabelle 7 sind Differenzen zwischen Formel- und Meßwerten für einige Tage mit unterschiedlicher Bewölkung für die Sonnenhöhen  $h = 20^\circ$  und  $h = 45^\circ$  als Stundenmittelwerte zu entnehmen.

Zur Bestimmung der mittleren quadratischen Abweichung  $\sigma_z$  (=Standardabweichung) zwischen  $Z_{g\text{-ber}}$  und  $Z_{g\text{-gem}}$  wurden alle Daten berücksichtigt, bei denen die Sonnenhöhe  $h \geq 10^\circ$  war und deren Stundensumme  $\geq 10 \text{ Wm}^{-2}$  betrug; dies traf während der gesamten Meßperiode für 1278 Stunden zu (siehe Abbildung 30). Mit

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{1}{n-1} \left[ \sum_{i=1}^n (\Delta Z_g^i)^2 - \frac{1}{n} \left( \sum_{i=1}^n \Delta Z_g^i \right)^2 \right]} \quad \text{(Formel für die Standardabweichung)} \quad (5.4)$$

$n :=$  Anzahl der untersuchten Stundenmittelwerte = 1278

ergibt sich eine mittlere (quadratische) Abweichung von  $\sigma_z = \pm 13,6\%$ . Diese enthält den Meßfehler des Kugelpyranometers  $\sigma_k = \pm 8,8\%$  (siehe Anhang!), sowie einen Fehler  $\sigma_f$ , der auf die Näherungsformel (3.33) zurückzuführen ist; für die Summe deren Quadrate (Varianzen) gilt:

$$\sigma_k^2 + \sigma_f^2 = \sigma_z^2 \quad (5.5)$$

Hieraus folgt für den mittleren (quadratischen) Formelfehler:

$$\sigma_f = \sqrt{\sigma_z^2 - \sigma_k^2} = \sqrt{(13,6\%)^2 - (8,8\%)^2} = \pm 10,4\%$$

Dies bedeutet, daß die nach Formel (3.33) berechneten  $Z_g$ -Werte fast ebenso genau sind, wie die mit dem Kugelpyranometer gemessenen.

Im folgenden soll angenommen werden, daß die diffuse Himmelsstrahlung  $D$  nicht gemessen wurde.

Wenn nur  $G$  registriert wird, so kann  $D$  nach der LIU-JORDAN-Formel (3.17) abgeschätzt werden. Mit Gleichung (3.33) ergibt sich dann für  $Z_g$ :

$$\begin{aligned} Z_g = & \frac{G \left[ 1 - 0,97 \cdot e^{-2,96(G/I_{ex}^*)^2} \right]}{4 \cdot \cos z} + \quad (3.33') \\ & + \frac{G \cdot 0,97 \cdot e^{-2,96(G/I_{ex}^*)^2}}{4} \left[ 2 - \left( \frac{G \left[ 1 - 0,97 \cdot e^{-2,96(G/I_{ex}^*)^2} \right]}{I_{ex} \cdot \cos z} \right)^{\sin h \cdot p_0/p} \cdot (2 \cos z - 1) \right] + \\ & + g \cdot G/2 \end{aligned}$$

Die Abbildung 30' zeigt gegeneinander aufgetragene Stundenmittelwerte gemessener

Tab. 7 Gemessene Stundenmittelwerte der Zirkunglobalstrahlung  $Z_{g-gem}$  und der diffusen Gesamtstrahlung  $Z_{d-gem}$  verglichen mit  $Z_{g-ber}$ - und  $Z_{d-ber}$ -Rechnungen nach den Formeln (3.31) und (3.33) für einige Tage mit unterschiedlichen Himmelszuständen. Die Differenzen  $\Delta Z_g$  und  $\Delta Z_d$  sind als Absolut- und Prozentwerte angegeben.

Wolkenform (Meßtag)	N	h	G [ $Wm^{-2}$ ]	D [ $Wm^{-2}$ ]	$Z_{g-gem}$ [ $Wm^{-2}$ ]	$Z_{d-gem}$ [ $Wm^{-2}$ ]	$Z_{g-ber}$ [ $Wm^{-2}$ ]	$Z_{d-ber}$ [ $Wm^{-2}$ ]	$\Delta Z_g$ [ $Wm^{-2}$ ] %	$\Delta Z_d$ [ $Wm^{-2}$ ] %
wolkenlos klar (23.6.82)	0/8	20°	281	88	182	62	211	70	+29 +15,9	+8 +12,9
		45°	669	121	310	115	296	102	-14 -4,5	-13 -11,3
wolkenlos trübe (2.6.82)	0/8	20°	245	153	135	70	168	101	+33 +24,4	+31 +44
		45°	585	221	304	175	272	143	-32 -10,6	-32 -18,2
dichter Nebel (19.9.82)	8/8	20°	33	33	15	15	19	19	+4 +28,1	+4 +28,1
		45°	71	71	33	33	40	40	+7 +23,7	+7 +23,7
dichte Stratusdecke (16.6.82)	8/8	20°	38	38	18	18	22	22	+4 +18,6	+4 +18,6
		45°	174	174	85	85	100	100	+15 +17,7	+15 +17,7
Ci fib (4.6.82)	4/8	20°	270	126	175	79	195	90	+20 +11,4	+11 +13,9
		45°	598	211	273	136	276	139	+3 +1,1	+3 +2,3
Cu cong (14.6.82)	4/8	20°	227	140	160	97	157	93	-3 -1,9	-4 -4,1
		45°	432	302	208	162	222	176	+14 +6,7	+14 +8,7

Abb. 30 Stundensummen der mit einem THEVESschen Kugelpyranometer während der Meßperiode Mai-September 1982 gemessenen Zirkumglobalstrahlung  $Z_{g\text{-gem}}$ , verglichen mit den gemäß Formel (3.33) berechneten Werten  $Z_{g\text{-ber}}$ .

Die berechneten Strahlungsintensitäten basieren auf Meßreihen zweier horizontaler Solarimeter mit und ohne Ringbeschattung.

Anzahl der untersuchten Stundenmittelwerte: 1278

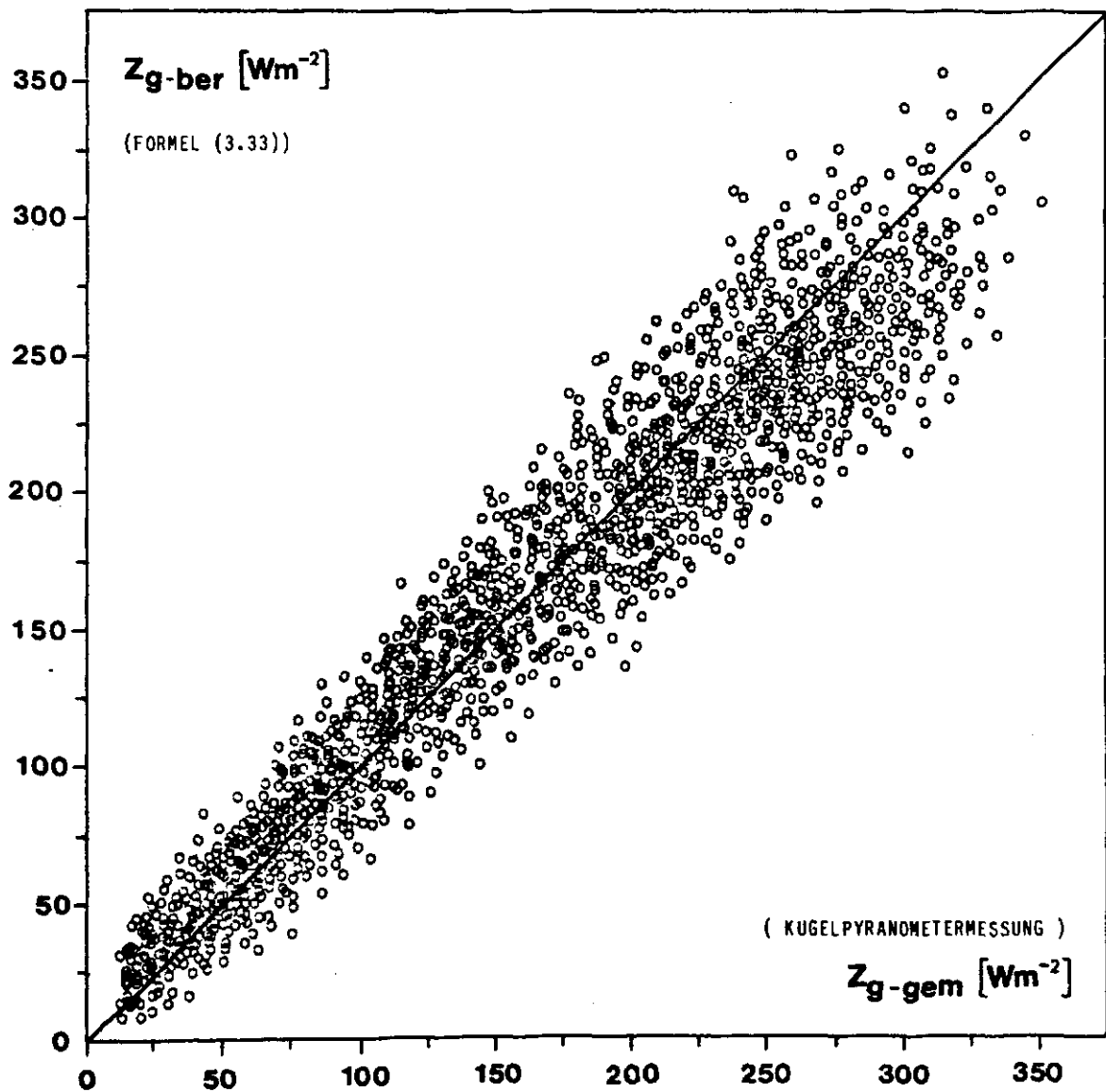


Abb. 30' Stundensummen der mit einem Kugelpyranometer nach THEVES während der Meßperiode Mai-September 1982 gemessenen Zirkumglobalstrahlung  $Z_{g\text{-gem}}$ , verglichen mit den gemäß Formel (3.33') berechneten Werten  $Z_{g\text{-ber}}$ .

Die berechneten Strahlungsintensitäten basieren auf Meßreihen mit einem unbeschatteten Solarimeter sowie auf Angaben über die extraterrestrische Sonnenstrahlung (Tabellenwerte!).  $D$  wurde nach Gleichung (3.17) berechnet (LIU-JORDAN-Korrelation).

Anzahl der untersuchten Stundenmittelwerte: 1278

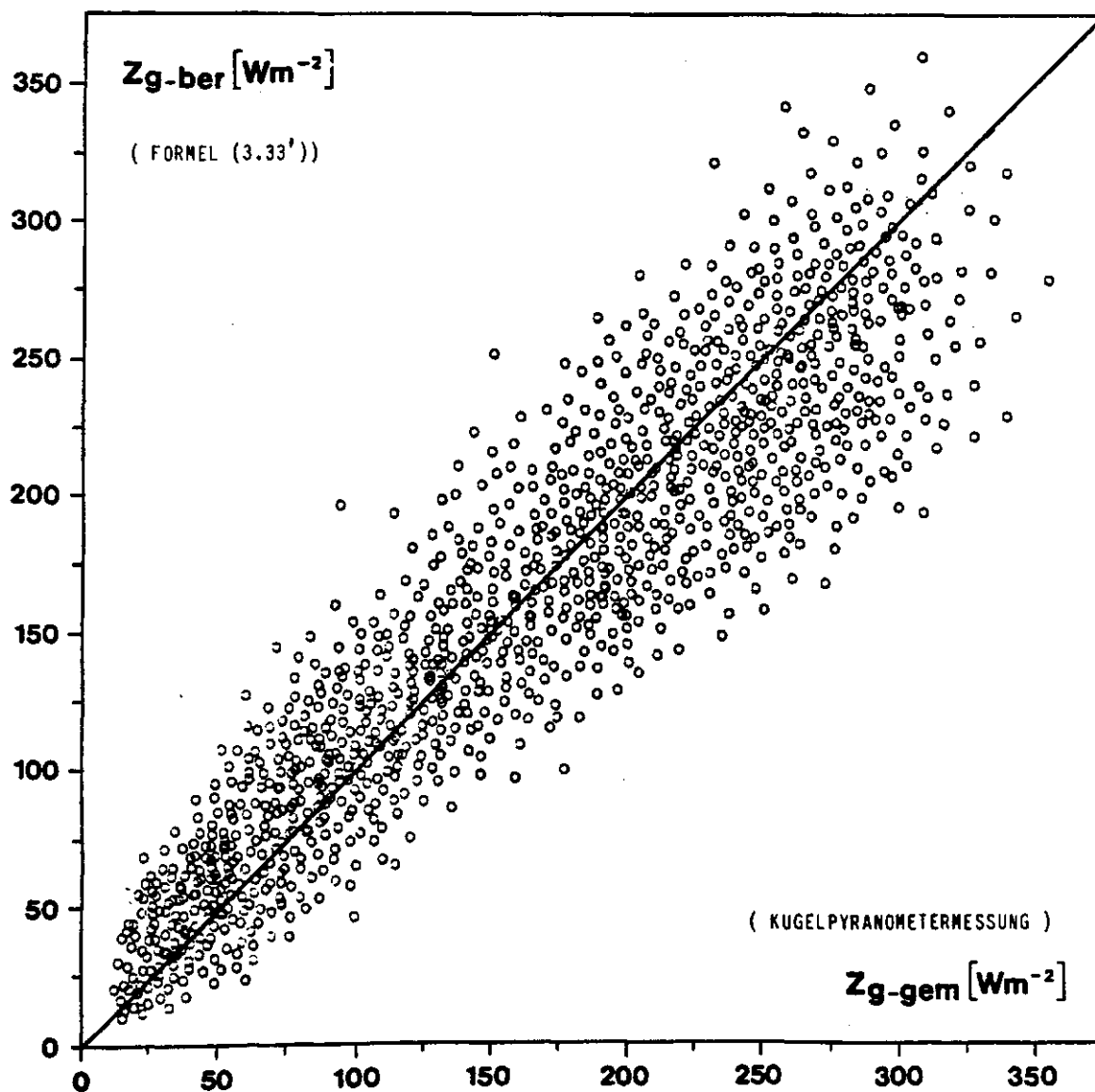
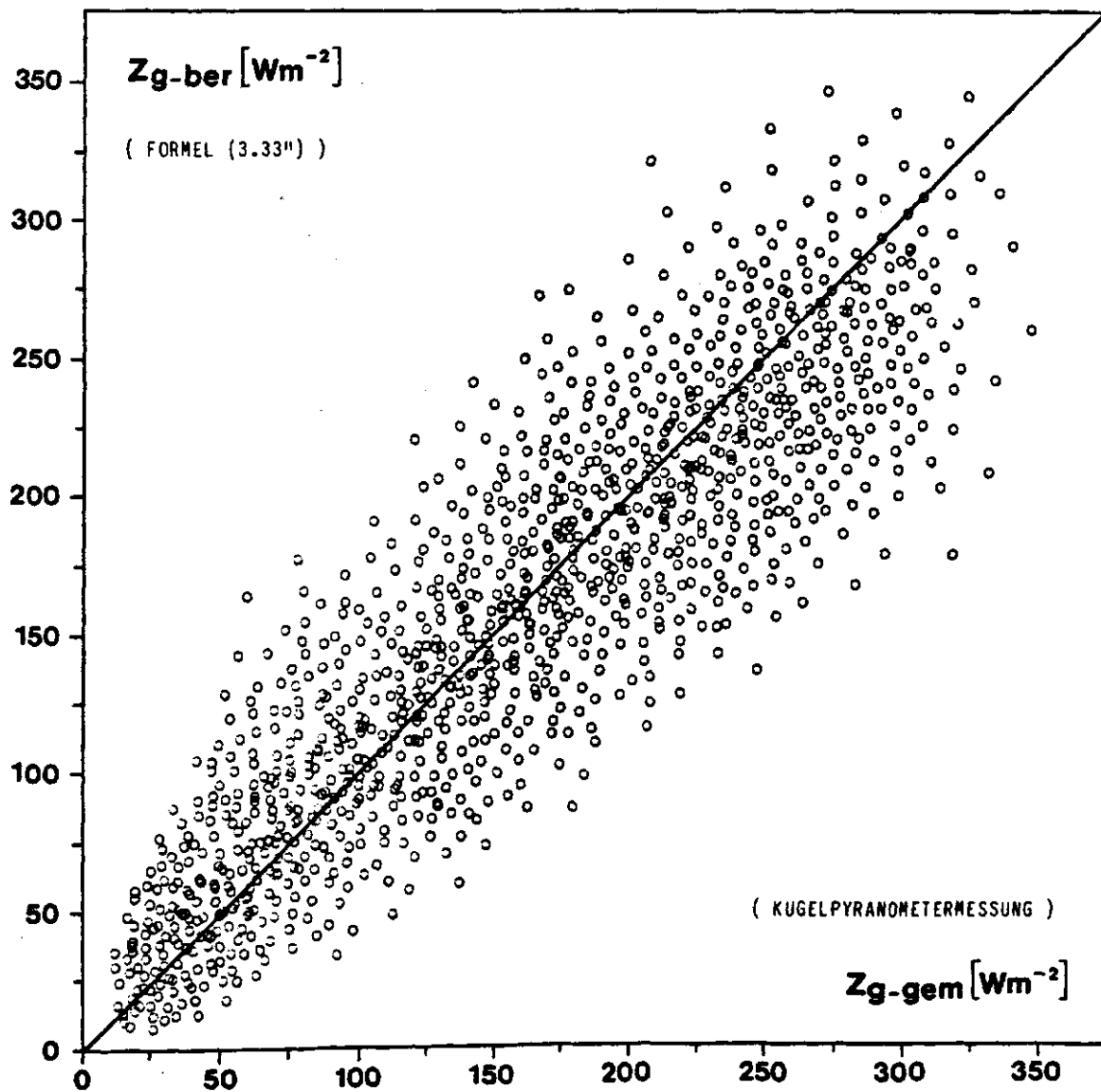




Abb. 30'' Stundensummen der mit einem THEVESSchen Kugelpyranometer während der Meßperiode Mai-September 1982 gemessenen Zirkunglobalstrahlung  $Z_{g\text{-gem}}$ , verglichen mit den gemäß Formel (3.33'') berechneten Werten  $Z_{g\text{-ber}}$ .

Die berechneten Strahlungsintensitäten basieren auf Meßreihen mit einem unbeschatteten Solarimeter, sowie auf Angaben über den Bedeckungsgrad in Achteln (Wolkenbeobachtungen!). D wurde nach der KASTENSchen Formel (3.18) genähert.

Anzahl der untersuchten Stundenmittelwerte: 1278



und nach (3.33') berechneter  $Z_g$ -Werte (es wurden die gleichen 1278 Stundenmittel wie zuvor untersucht). Nach Gleichung (5.4) ergibt sich hierfür eine mittlere (quadratische) Abweichung von  $\sigma_z' = \pm 19,3\%$ , und nach (5.5) ein mittlerer Formelfehler von

$$\sigma_f' = \sqrt{\sigma_z'^2 - \sigma_k^2} = \sqrt{(19,3\%)^2 - (8,8\%)^2} = \pm 17,2\%$$

Die Transformationsgleichung (3.33') liefert für  $Z_g$  also etwa doppelt so hohe Fehler wie ein THEVESsches Kugelpyranometer.

Wird D nach KASTEN<sup>14</sup> durch G und den Bedeckungsgrad N (in Achteln) parameterisiert, so folgt aus den Gleichungen (3.18) und (3.33) :

$$\begin{aligned} Z_g = & \frac{G \left[ 1 - (0,3 + 0,7(N/8)^2) \right]}{4 \cdot \cos z} + \quad (3.33'') \\ & + \frac{G \left[ 0,3 + 0,7(N/8)^2 \right]}{4} \left\{ 2 - \left( \frac{G \left[ 1 - (0,3 + 0,7(N/8)^2) \right]}{I_{\text{ex}} \cdot \cos z} \right)^{\sin h \cdot p_0/p} \cdot (2 \cos z - 1) \right\} + \\ & + \rho G/2 \end{aligned}$$

Die Abweichungen Rechnung-Messung für sämtliche 1278 Stundenmittelwerte gibt die Abbildung 30" wieder. Nach (5.4) wurde eine mittlere Abweichung von  $\sigma_z = \pm 22,9\%$  errechnet; der mittlere Formelfehler für Gleichung (3.33'') ergab sich zu:

$$\sigma_f'' = \sqrt{(22,9)^2 - (8,8)^2} = \pm 21,1\%$$

Aus dem Vergleich  $\sigma_f'/\sigma_f''$  folgt, daß die LIU-JORDAN-Korrelation (3.17)

Stundenmittelwerte von D genauer berechnet als der KASTENSche Ansatz (3.18).

Die Begründung liegt darin, daß KASTENS Formel auf einer Mittelung über sämtliche von ihm untersuchten Wolkentypen beruht und somit die unterschiedlichen optischen Eigenschaften einzelner Wolkentypen -wie etwa Zirren und Quellwolken- unberücksichtigt läßt.

Die Tabelle 8 faßt die Ergebnisse zusammen:

Tab.8 Übersicht über die Ungenauigkeiten der Transformationsformeln (3.33), (3.33') und (3.33'') für Stundenmittelwerte der Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$

Formel	mittlerer quadratischer Fehler für $Z_g$	Erfassung von D
(3.33)	$\sigma_f = \pm 10,4\%$	gemessen mit Schattenringsolarimeter
(3.33')	$\sigma_f' = \pm 17,2\%$	berechnet nach LIU-JORDAN-Formel (3.17) aus G (Solarimetermessung) und $I_{ex}^*$ (Tabellenwerte)
(3.33'')	$\sigma_f'' = \pm 21,1\%$	berechnet nach KASTEN-Formel (3.18) aus G (Solarimetermessung) und N (Wolkenbeobachtung)

#### 5.4. Die Zirkumglobal- und diffuse Gesamtstrahlung in Abhängigkeit von Bedeckungsgrad, Sonnenstand und Erdalbedo

Die Abbildungen 31 - 45 zeigen Werte der Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$ , der diffusen Gesamtstrahlung  $Z_d$  sowie die Quotienten  $Z_d/Z_g$ ,  $Z_g/G$  und  $Z_d/D$  für verschiedene Sonnenhöhen und Erdalbedowerte.

Alle während der Meßperiode Mai - September 1982 registrierten Strahlungsintensitäten wurden  $\Delta h = 10^\circ$ -weise gemittelt und nach dem Bedeckungsgrad N (in Achteln) sortiert.

Die Bodenalbedo am Aufstellungsort der Instrumente betrug etwa  $\varphi = 0.15$ ; die Berechnungen der Zirkumglobal- und diffusen Gesamtstrahlung für  $\varphi = 0.3$  und  $\varphi = 0.8$  basieren auf der Gleichung (3.30):

$$\left. Z_{d(g)} \right|_{\varphi = 0.3} = \left. Z_{d(g)} \right|_{\varphi = 0.15} - \frac{G}{2} \cdot 0.15 + \frac{G}{2} \cdot 0.3 = \left. Z_{d(g)} \right|_{\varphi = 0.15} + 0.075 G \quad (5.11)$$

$$\left. Z_{d(g)} \right|_{\varphi = 0.8} = \left. Z_{d(g)} \right|_{\varphi = 0.15} + 0.325 G \quad (5.12)$$

Ein Albedowert von  $\varphi = 0.15$  entspricht in etwa dem (kurzwelligen) Reflexverhalten einer dunklen Rasenfläche,  $\varphi = 0.3$  hellgrauem Sand und  $\varphi = 0.8$  einer Neuschneedecke.

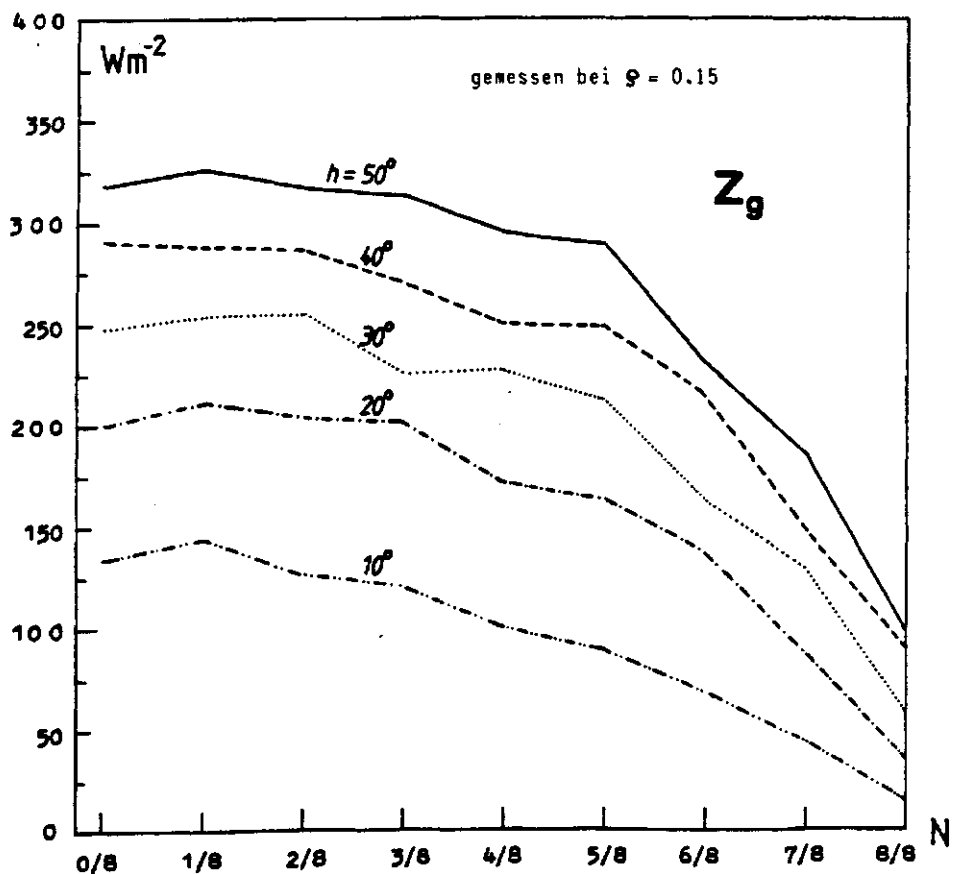
Abb. 31 - 45 Werte der Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$ , der diffusen Gesamtstrahlung  $Z_d$  sowie der Quotienten  $Z_d/Z_g$ ,  $Z_g/G$  und  $Z_d/D$  als Funktion von Sonnenhöhe  $h$  und Bedeckungsgrad  $N$ . Allen Abbildungen liegen Meßreihen mit zwei THEVESSchen Kugelpyranometern und zwei Solarimetern jeweils mit und ohne Beschattung bei einer Bodenalbedo von  $\rho = 0.15$  zugrunde. Die für  $\rho = 0.3$  und  $\rho = 0.8$  berechneten Daten basieren auf den Gleichungen (5.11) und (5.12).

Standort: Kiel

Meßperiode: Mai bis September 1982

Anzahl der untersuchten Stundenmittelwerte: 1278

Abb. 31



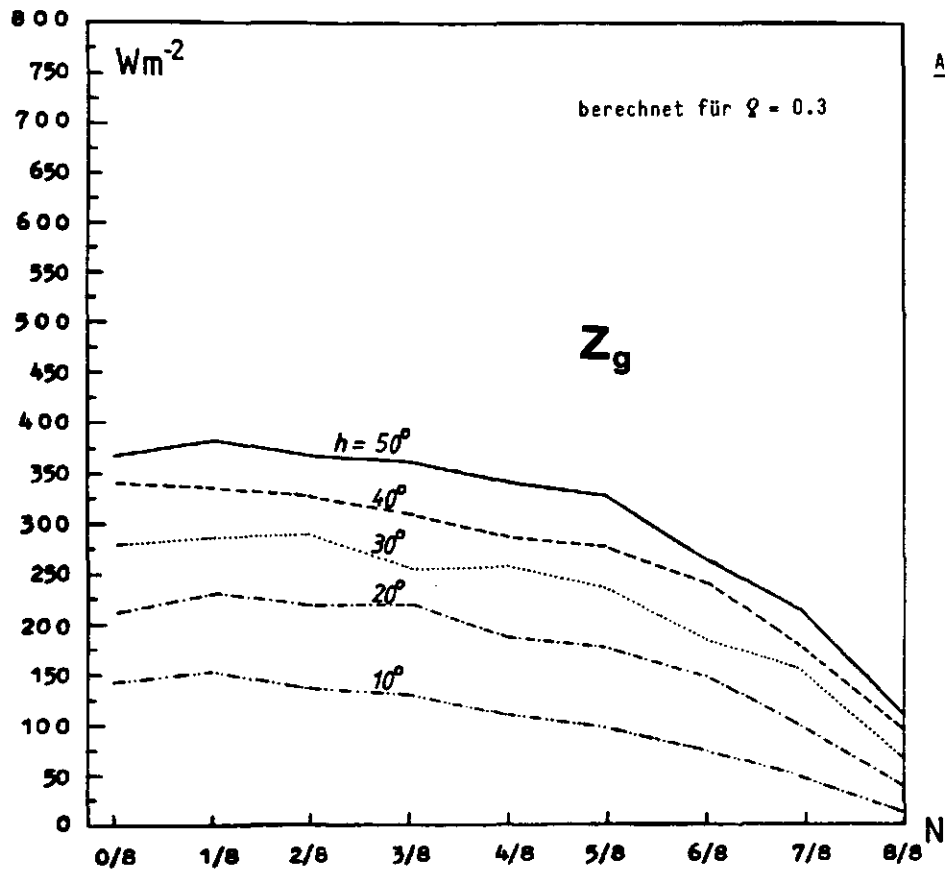


Abb. 32

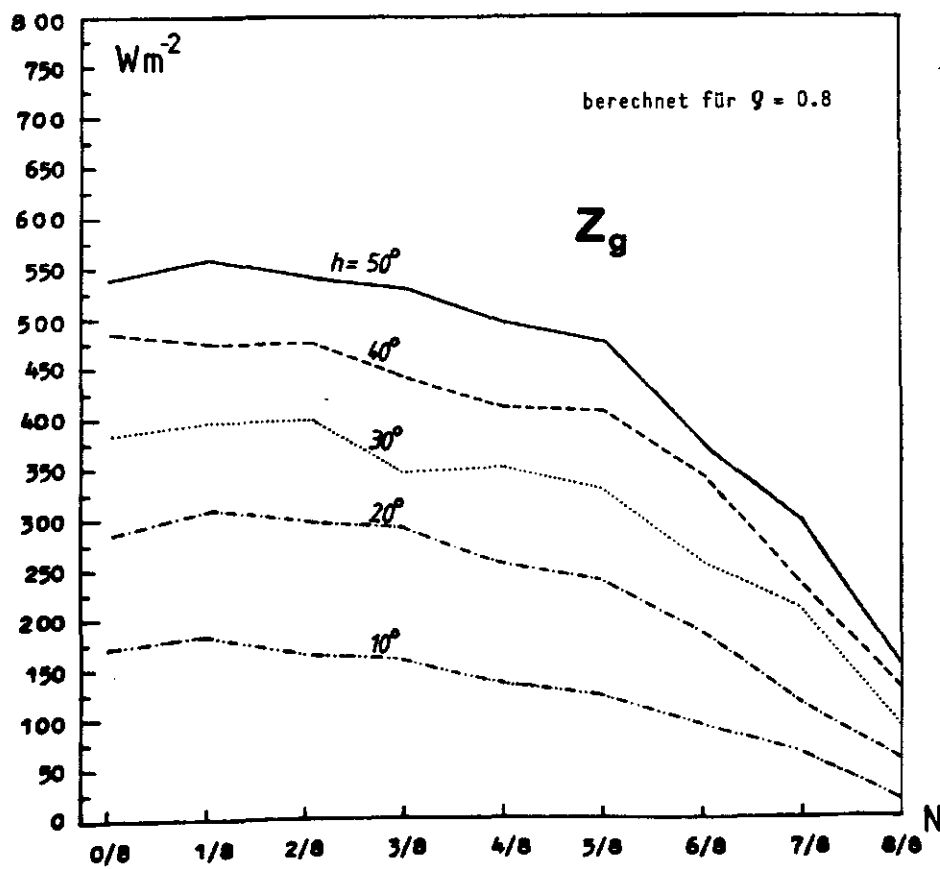


Abb. 33

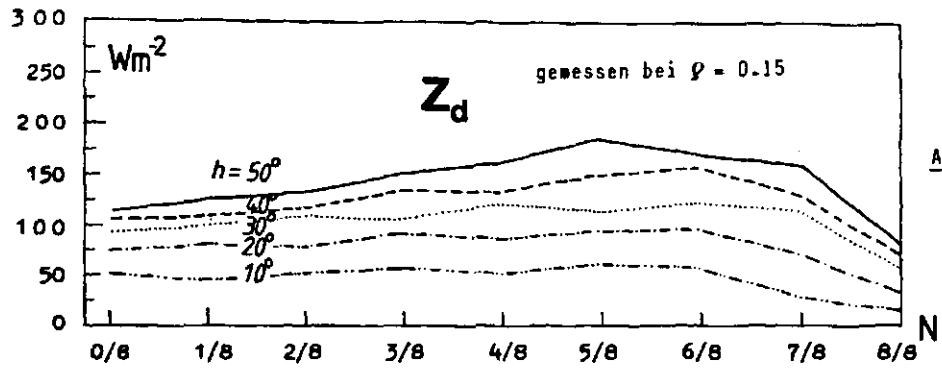


Abb. 34

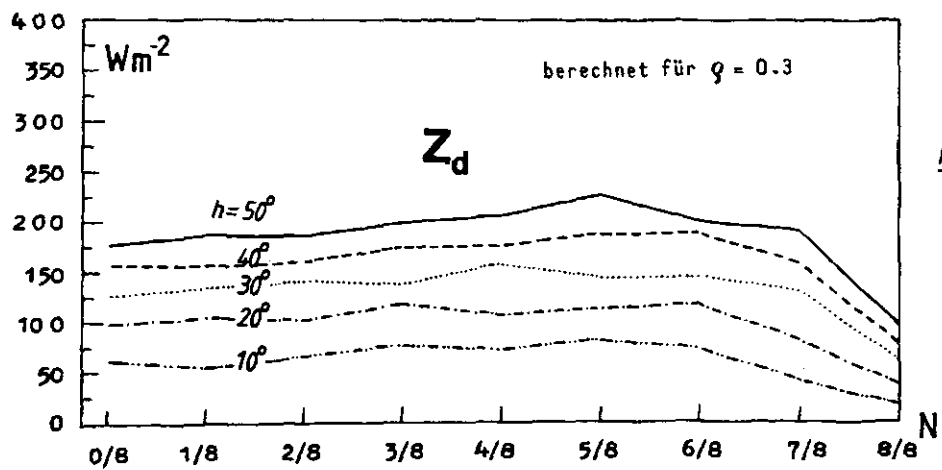


Abb. 35

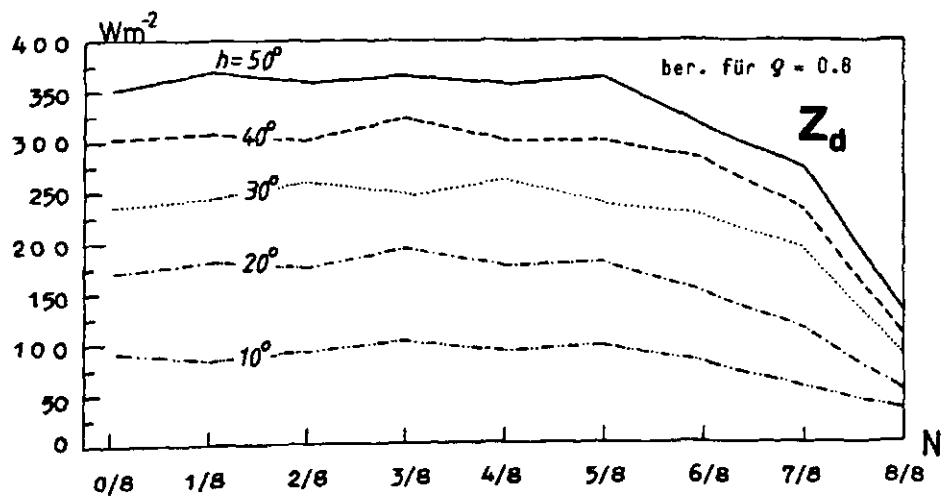
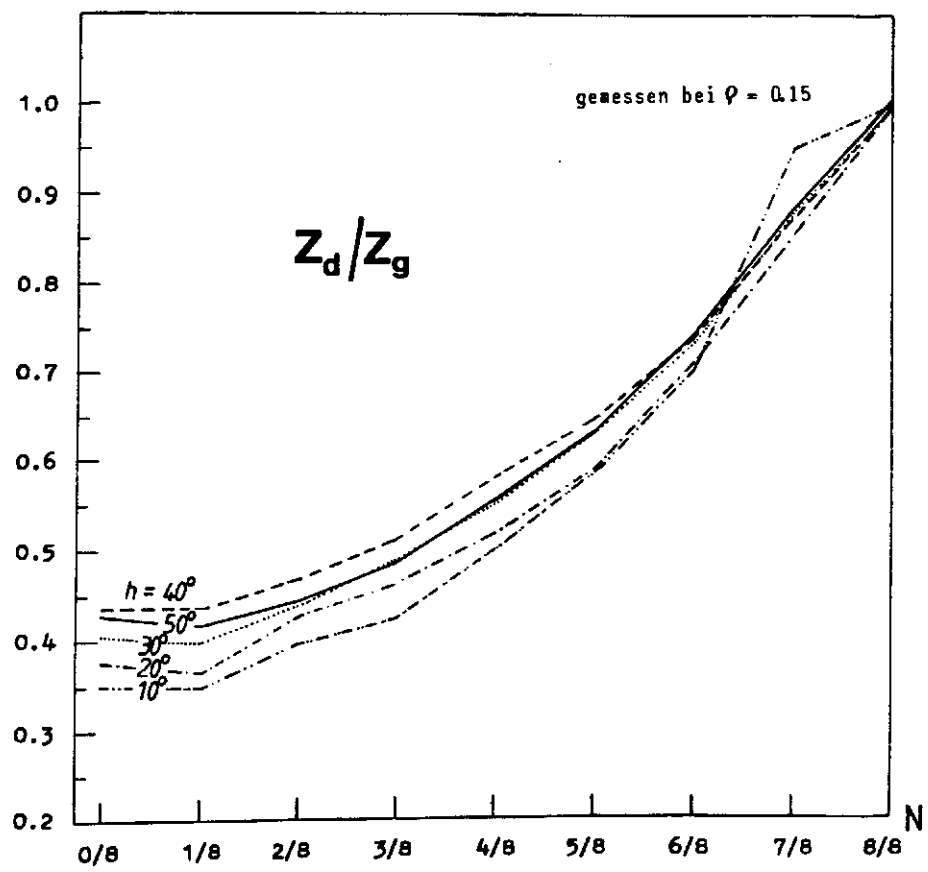


Abb. 36

Abb. 37



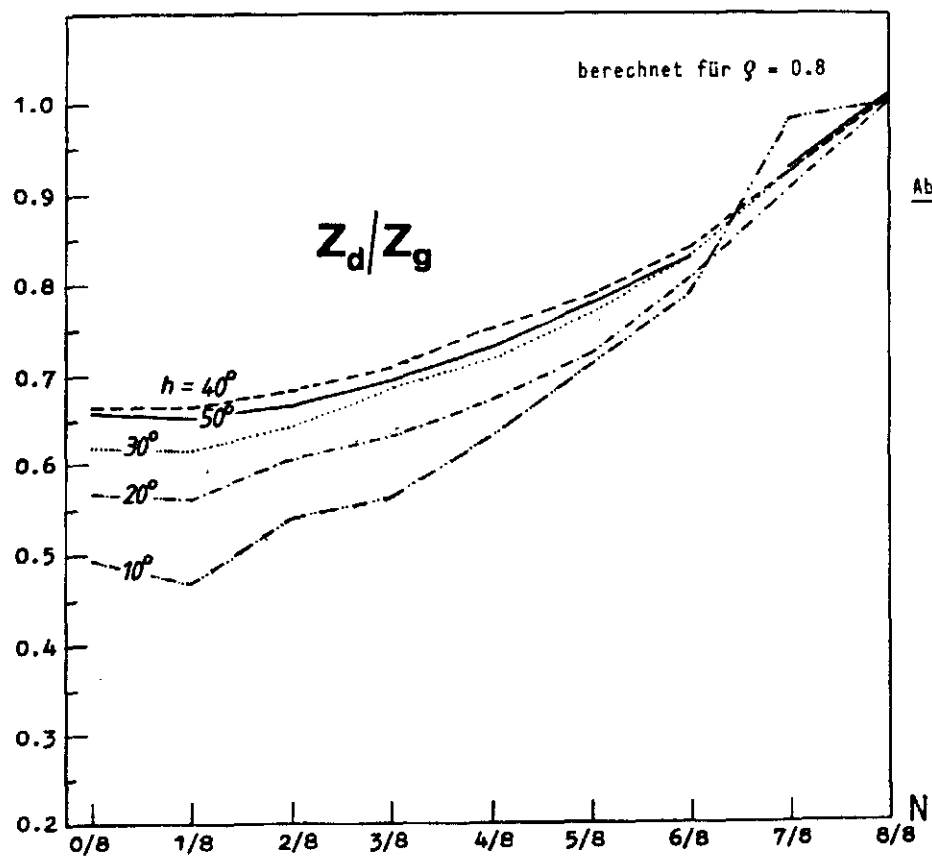
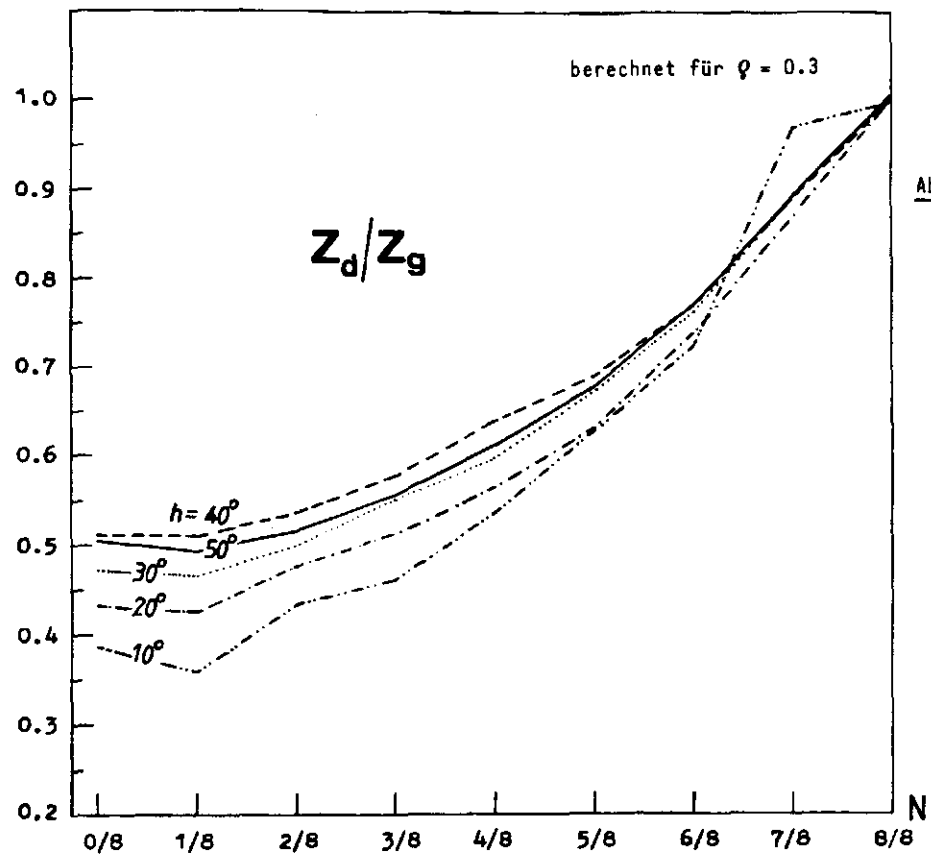
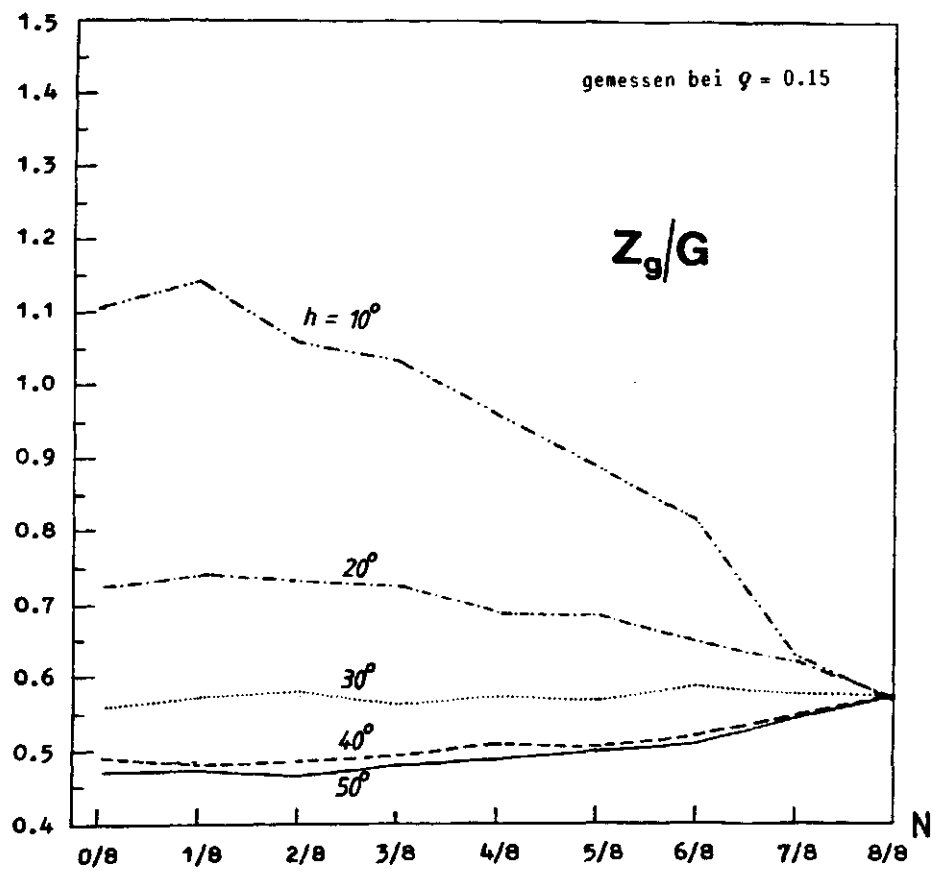




Abb. 40



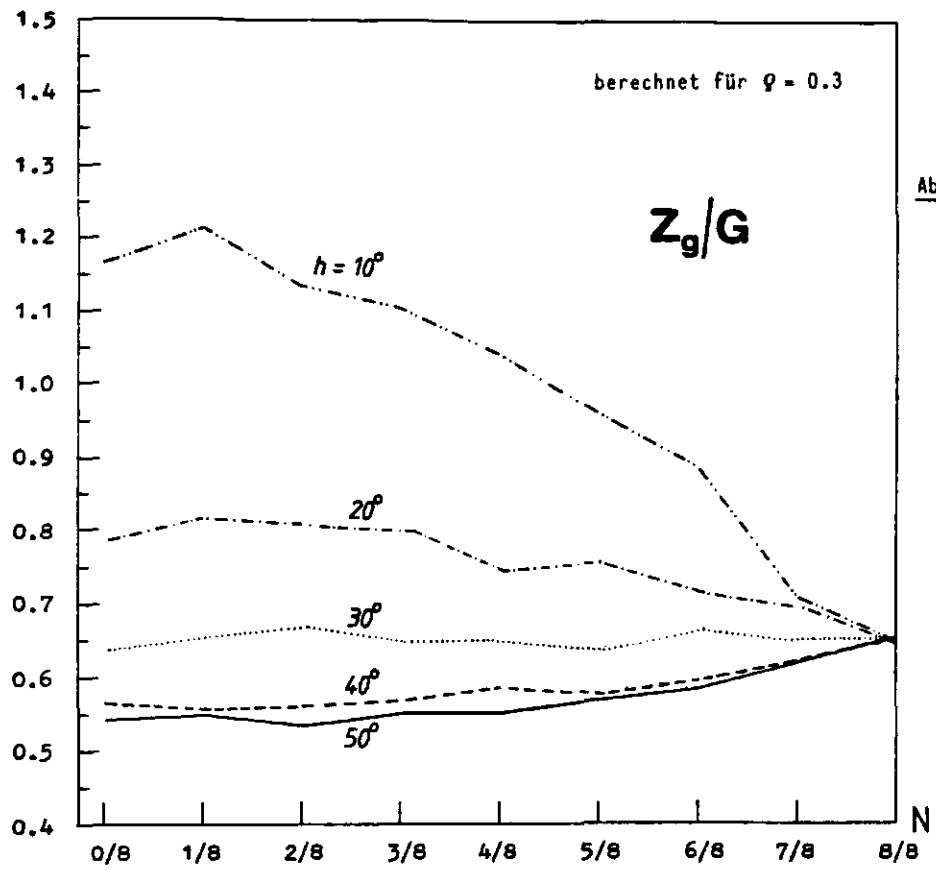


Abb. 41

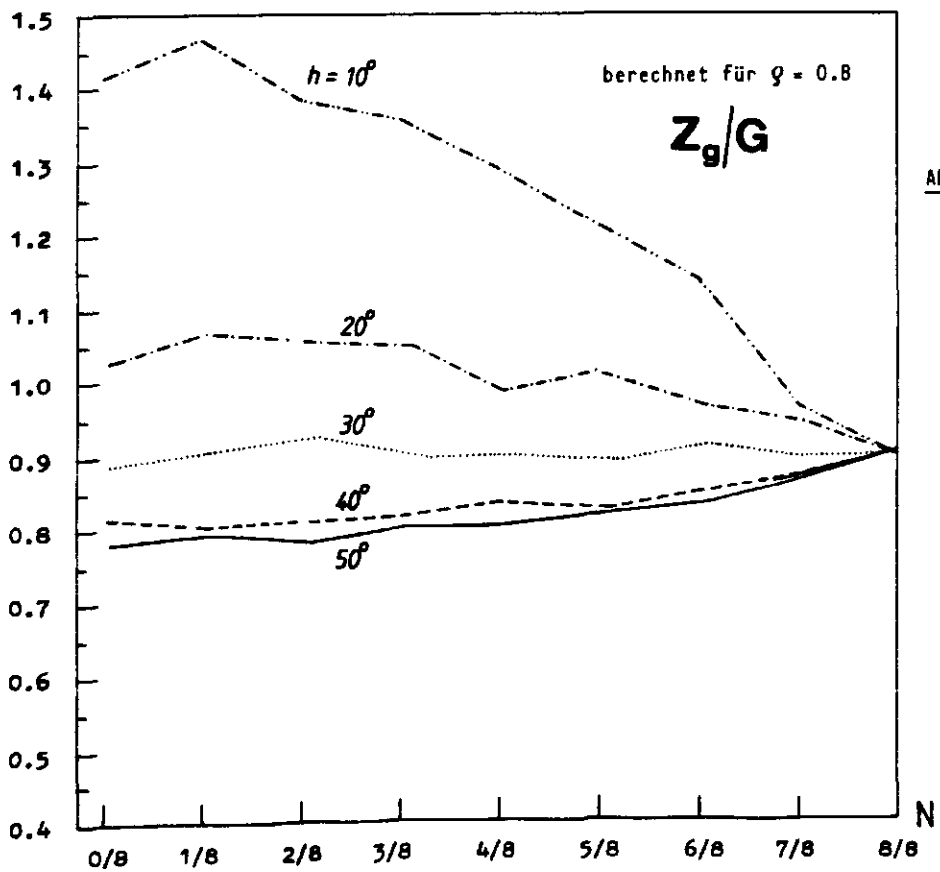


Abb. 42

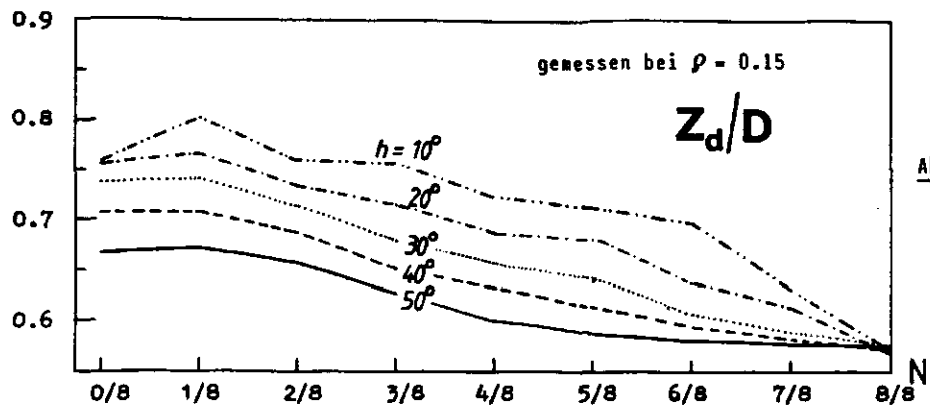


Abb. 43

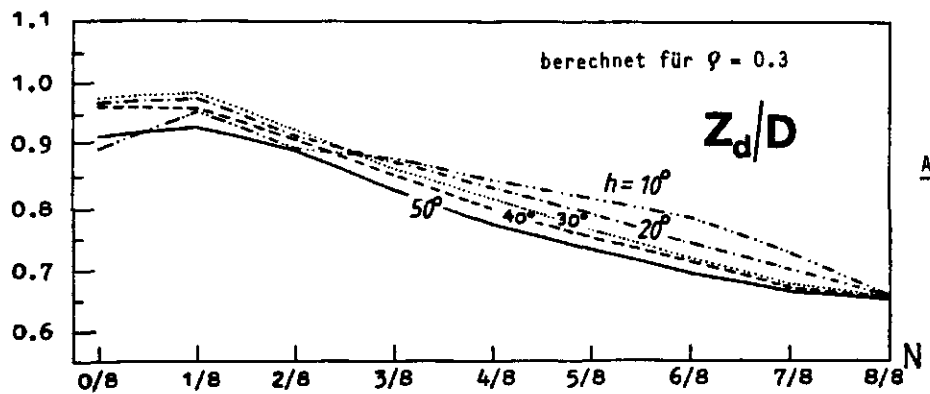


Abb. 44

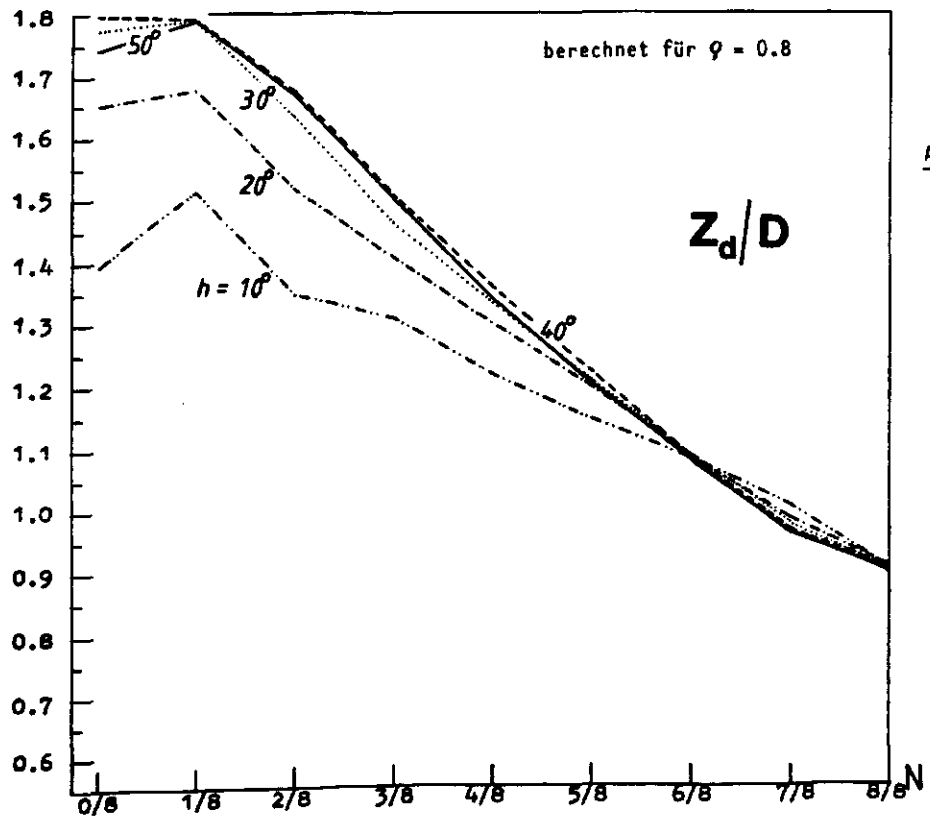


Abb. 45

Maximale  $Z_g$ -Intensitäten ergeben sich für große Sonnenhöhen und die Bedeckungsgrade\*  $N = 1-2/8$  (siehe Abb. 31 - 33). Im Falle eines stark reflektierenden Bodens fallen die Strahlungsintensitäten besonders hoch aus.

Eine Messung\*\* mit dem THEVESSchen Kugelpyranometer (vergleiche Abbildung 46) zeigt, daß  $Z_g$  im März bei Neuschneebedeckung um die Mittagszeit ( $h \approx 35^\circ$ ) Werte um  $400 \text{ Wm}^{-2}$  annimmt; dies stimmt recht gut mit den entsprechenden Rechnungen in Abbildung 33 überein.

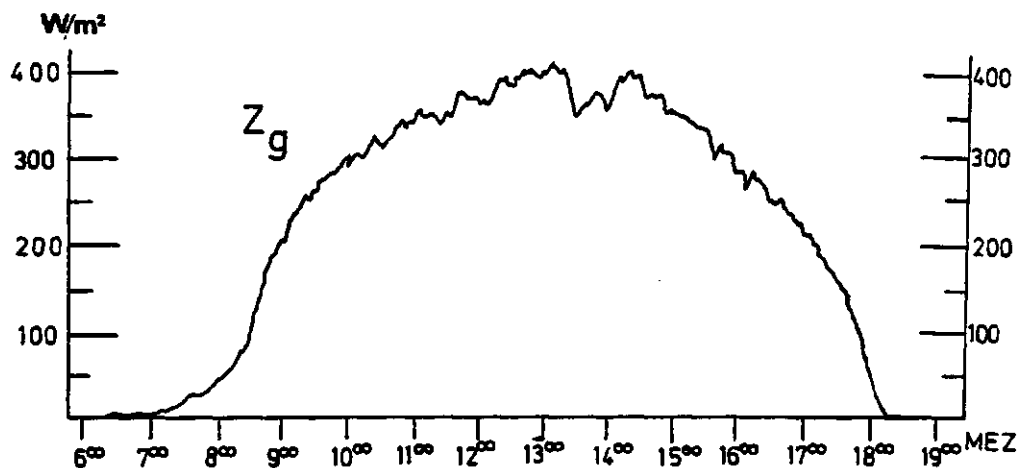


Abb. 46 Tagesverlauf der Zirkungglobalstrahlung  $Z_g$  bei Neuschneebedeckung. Gemessen am 19.3.1979 in Westerland/Sylt (aus WITZLEB<sup>35</sup>).

Im Falle eines stark reflektierenden Bodens nimmt die  $Z_g$ -Tageskurve an Strahlungstagen eine glockenförmige Geometrie an (Anmerkung des Verfassers).

Die diffuse Gesamtstrahlung  $Z_d$  (siehe Abb. 34 - 36) nimmt im Falle  $\varphi \leq 0.3$  - besonders für hohe Sonnenstände - mit dem Bedeckungsgrad bis  $N = 5/8$  zu. Dies ist auf das Anwachsen der diffusen Himmelsstrahlung  $D$  mit der Bewölkung (bis etwa  $N = 6/8$ ) zurückzuführen.

Ein stark reflektierender Boden ( $\varphi = 0.8$ ) verändert die Kurven stark. Unabhängig vom Sonnenstand nehmen sie für  $0/8 \leq N \leq 5/8$  nahezu konstante Werte an, um dann bis  $N = 8/8$  steil abzufallen. Während  $D$  mit  $N$  wächst, nimmt die Globalstrahlung und damit die Bodenreflexstrahlung mit abnehmender Bedeckung zu, was die hohen  $Z_d$ -Intensitäten bei schwacher Bewölkung erklärt.

\*) Der atmosphärische Dunstgehalt an wolkenlosen Tagen trägt meist mehr zur Schwächung der solaren Strahlung bei als schwache Bewölkung!

\*\*) Am Meßtag herrschte eine schwache Bewölkung; nähere Angaben über Wolkentyp und Bedeckungsgrad konnte der Verfasser nicht in Erfahrung bringen.

In den Abbildungen 37 - 39 sind die Verhältnisse der diffusen Gesamtstrahlung  $Z_d$  zur Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$  aufgetragen.

Diese wachsen mit steigendem  $\varphi$  und  $N$  kräftig an; um so mehr, je höher die Sonne am Himmel steht. Für  $h > 40^\circ$  kehrt sich der Verlauf jedoch um. Dies beruht auf folgendem: die für die Intensität der Bodenreflexstrahlung maßgebliche Globalstrahlung nimmt für hohe Sonnenstände mit abnehmendem Bedeckungsgrad stärker zu als  $Z_g$  (vergleiche Abb. 40 - 42). Damit ist das Anwachsen von  $Z_d/Z_g$  bis  $h = 40^\circ$  erklärt. Steigt die Sonne noch weiter, so fällt auch die direkte Sonnenstrahlung immer weniger geschwächt auf die (unbeschattete) Kugel: der Anteil diffuser Strahlung nimmt dann ab.

Die Relationen zwischen dem Strahlungsgenuß kugelförmiger und horizontaler ebener Empfangsflächen geben die Abbildungen 40 - 45 wieder.

Die Zirkumglobalstrahlung fällt außer bei niedrigen Sonnenständen an Strahlungstagen kleiner aus als die Globalstrahlung, um so mehr, je schwächer der Boden reflektiert.

Unterschreitet die Sonne eine Höhe von  $20^\circ$ , so nimmt  $Z_g/G$  mit abnehmendem  $N$  zu, da Horizontalflächen bei anisotroper Strahldichtevertelung zu Zeiten niedriger Sonnenstände schwächer bestrahlt werden als dreidimensionale Körper. Für  $h > 30^\circ$  ergeben sich inverse Kurvenverläufe. Bei einer Sonnenhöhe von  $h = 30^\circ$  gilt folgende Faustregel: nahezu unabhängig vom Bewölkungszustand nimmt  $Z_g$  für  $\varphi = 0.15$  etwa 55 %, bei  $\varphi = 0.3$  zirka 65 % und im Falle  $\varphi = 0.8$  ungefähr 90 % der Globalstrahlungsintensität an.

Die Variation der  $Z_d/D$ -Raten mit der Sonnenhöhe hängt besonders stark von der Albedo des Erdbodens ab. Bei schwach oder mäßig stark reflektierenden Böden nimmt das Verhältnis diffuse Gesamtstrahlung zu Himmelsstrahlung für alle Bedeckungsgrade mit zunehmender Sonnenhöhe ab. Für sehr große Albedowerte hingegen wächst  $Z_d/D$  bei  $N < 6/8$  mit steigendem  $h$  bis etwa  $40^\circ$  an: die bei wolkenarmem Wetter recht intensive Globalstrahlung bedingt dann auch eine kräftige Bodenreflexstrahlung, was erheblich zum (Streu-)strahlungsgenuß einer Kugel beiträgt. Übersteigt die Sonne jedoch eine Höhe von  $40^\circ$ , so nimmt das Verhältnis wieder ab, da die Zirkumsolarstrahlung dann immer steiler auf die Horizontalfläche einfällt.

### 5.5. Vergleich der auf kugelförmige und auf menschliche Körper einfallenden solaren Strahlungsflüsse

Zum Studium der Besonnung eines Menschen, der durch Bewegung seine Lage gegenüber den verschiedenen Einstrahlungsrichtungen immer wieder ändert, erscheint die Verwendung kugelförmiger Strahlungssensoren angemessen, da für die durchschnittliche effektive Auffangfläche bei Kugel und Mensch ähnliche Relationen bestehen. Dies gilt jedoch nicht für ruhende Personen, wie die Tabelle 3 und die Abbildungen 15 und 16 im Kapitel 3.3 zeigen.

Um mögliche Unterschiede aufzuzeigen, werden mit den Gleichungen (3.33) und (3.35) Modellrechnungen durchgeführt. Die zugrunde gelegten Werte der Global- und Himmelsstrahlung gelten für wolkenlose Verhältnisse bei unterschiedlichen Lufttrübungen. Als Maß für die Trübung findet der Linkesche Trübungsfaktor  $T$  (dieser ist nicht das in Kapitel 4.3 eingeführte Trübungsmaß) Anwendung.  $T$  vergleicht die optische Dicke der getrübten Atmosphäre mit derjenigen für eine Rayleigh-Atmosphäre. Der Wert  $T = 2$  zeigt also gleiche optische Dicke für Aerosolextinktion wie für Rayleigh-Streuung. Diskutiert werden die Fälle:

- $T = 1.9$  (Hochgebirge)
- $T = 2.75$  (flaches Land)
- $T = 5.0$  (Industriegebiet)

Die den Trübungsfaktoren entsprechenden G- und D-Intensitäten wurden der Tab. 7 aus SCHULZE<sup>28</sup> "Strahlenklima der Erde" entnommen; diese beruhen auf folgenden Annahmen:

- a) optische Weglänge der direkten Sonnenstrahlung durch die Atmosphäre  $\sim 1/\sin h$
- b) Wasserdampfgehalt der Erdatmosphäre\* (precipitable water):  $1 \text{ g cm}^{-2}$
- c) Ozon:  $0.2 \text{ atm cm}$
- d) Absorption im Aerosol: 20 % der Extinktion

Basierend auf solchen Werten der Global- und Himmelsstrahlung wurden Strahlungsflüsse berechnet, die für die Sonnenhöhen  $h = 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ, \dots, 90^\circ$  und die Bodenbedeckungswerte  $\varphi = 0.15, \varphi = 0.3$  und  $0.8$  auf eine Kugeloberfläche und auf einen stehenden Menschen bei frontaler und bei seitlicher Ausrichtung zur Sonne einfallen. Die Faktoren  $F_m$ , die das Verhältnis der direkt bestrahlten effektiven

---

\*) Anmerkung des Verfassers: der von SCHULZE zugrunde gelegte Wasserdampfgehalt wird für  $T = 1.9$  zu hoch sein; dies findet in den Studien des Verfassers jedoch keine weitere Berücksichtigung.

Auffangfläche zur gesamten Körperoberfläche angeben, sind der Abbildung 16 in Kapitel 3.3. zu entnehmen.

Die Tabelle 9 zeigt, daß der Strahlungsgenuß einer Kugel bei konstanter Lufttrübung mit der Sonnenhöhe zunächst kräftig, für  $h > 40^\circ$  schwächer wächst. Der Anstieg der  $Z_g$ -Intensität mit  $h$  beruht auf der mit der Sonnenhöhe zunehmenden Durchlässigkeit der Atmosphäre.

Der aufrecht stehende Mensch bietet der Sonne für  $h > 30^\circ$  eine rasch abnehmende effektive Auffangfläche dar; deshalb nimmt sein Strahlungsgenuß nicht monoton mit  $h$  zu. Je nach Ausrichtung zur Sonne und Lufttrübung erhält eine stehende Person für  $\varphi = 0.15$  bei  $40^\circ \leq h \leq 60^\circ$ , für  $\varphi = 0.3$  bei  $50^\circ \leq h \leq 70^\circ$  und für  $\varphi = 0.8$  bei  $50^\circ \leq h \leq 70^\circ$  maximale Bestrahlung.

Besonders hoch ist die Strahlungsaufnahme im Falle eines stark reflektierenden Untergrunds bei hochstehender Sonne. So empfängt ein der Sonne zugewandt stehender Mensch im Hochgebirge ( $T = 1.9$ ) für  $\varphi = 0.8$  (Neuschnee!) und  $h = 70^\circ$  maximale Bestrahlungsintensitäten um  $770 \text{ Wm}^{-2}$ ; im Falle eines schwach reflektierenden Bodens ( $\varphi = 0.15$ ) auf dem flachen Land ( $T = 2.75$ ) ergeben sich bei gleichem Sonnenstand etwa um 50 % kleinere Werte.

Die Abbildungen 47 - 49 geben die prozentualen Abweichungen zwischen der Solarbestrahlung einer Kugel und aufrecht stehenden Menschen wieder. Frontal zur Sonne hin stehende Personen empfangen bei Sonnenauf- oder untergang an Strahlungstagen je nach Lufttrübung und Bodenalbedo pro Flächeneinheit um 20 bis 40 % mehr solare Strahlung als eine Kugel. Wenn die Sonne im Zenit steht, erhalten sie etwa um den gleichen Prozentsatz weniger; der Schnittpunkt liegt bei  $h \approx 70^\circ$ . Bei seitlicher Ausrichtung zur Sonne fällt auf einen Menschen pro Flächeneinheit stets weniger Sonnenstrahlung als auf eine Kugel; das Defizit beträgt für  $0 \leq h \leq 50^\circ$  etwa 10 %.

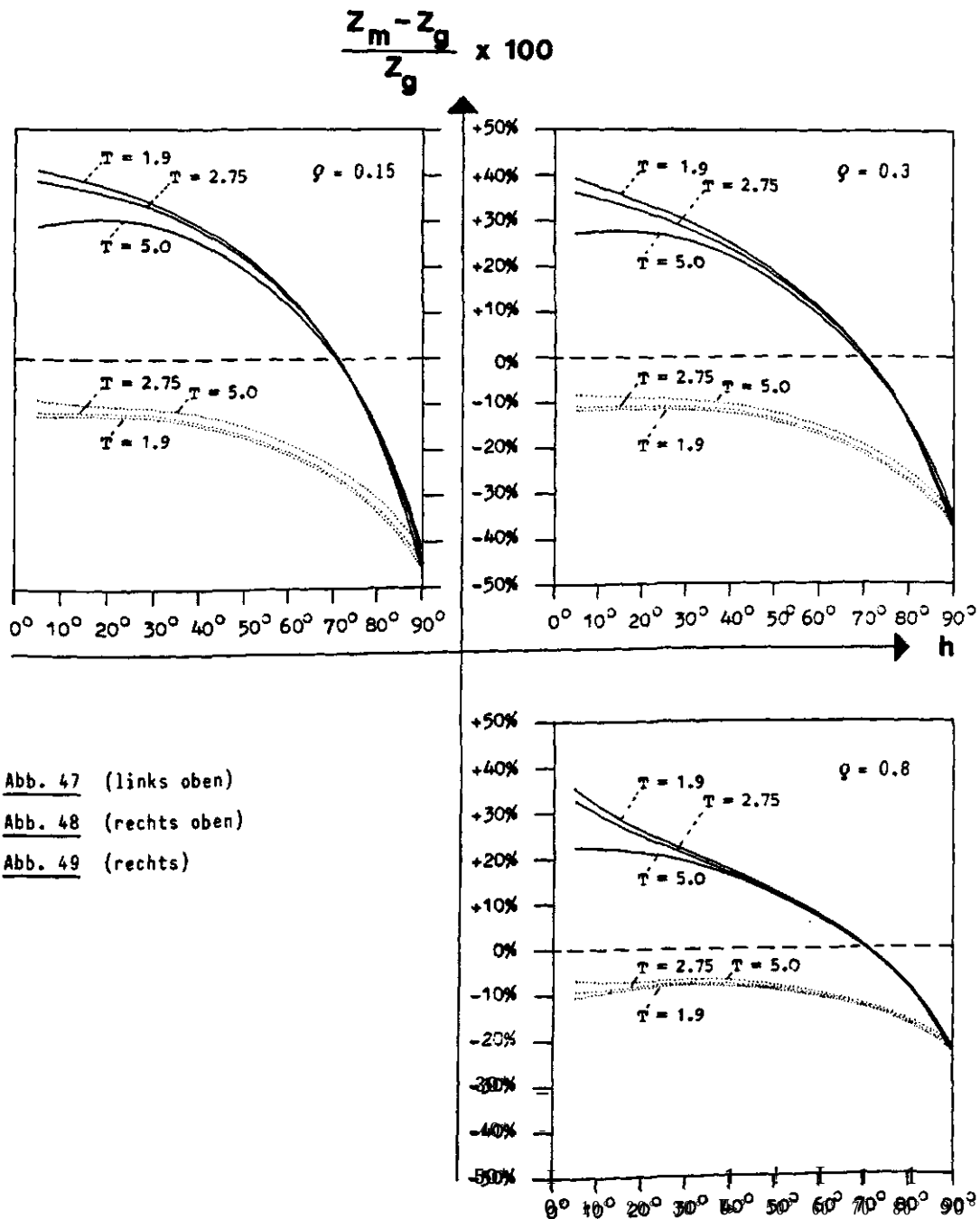
Für die Sonnenbestrahlung eines (aufrecht) gehenden Menschen, der seine Ausrichtung zur Sonne ständig ändert, ergeben sich für die Sonnenhöhen  $30^\circ \leq h \leq 60^\circ$  im Mittel nahezu die gleichen Bestrahlungsstärken wie bei einer Kugel.

Tab. 9 Berechnung der Zirkumglobalstrahlung  $Z_g$ , sowie der auf stehende Menschen bei frontaler und bei seitlicher Ausrichtung zur Sonne einfallenden Strahlungsintensitäten  $Z_{M-fro}$  und  $Z_{M-sei}$  für unterschiedliche Sonnenhöhen  $h$ , Trübungsfaktoren  $T$  und Bodenalbedowerte  $\varphi$  aus Werten der Global- und Himmelsstrahlung  $G$  und  $D$  (gemäß den Gleichungen (3.33) und (3.35)).  
Alle Intensitäten in  $Wm^{-2}$ .

$h$	$T$	$G$	$D$	$\varphi = 0.15$			$\varphi = 0.3$			$\varphi = 0.8$		
				$Z_g$	$Z_{M-fro}$	$Z_{M-sei}$	$Z_g$	$Z_{M-fro}$	$Z_{M-sei}$	$Z_g$	$Z_{M-fro}$	$Z_{M-sei}$
5°	1.9	67	25	143	201	125	148	206	130	164	223	147
	2.75	55	29	98	136	87	103	140	91	116	154	105
	5.0	38	30	44	57	40	47	60	43	57	69	53
10°	1.9	156	39	205	286	180	217	298	191	256	337	230
	2.75	135	50	164	225	145	174	235	155	208	269	189
	5.0	95	59	95	124	86	103	131	93	126	155	117
20°	1.9	364	53	285	392	249	312	419	277	403	510	368
	2.75	326	74	250	341	221	275	365	246	356	447	327
	5.0	255	104	187	244	168	206	264	187	270	328	251
30°	1.9	559	59	321	431	281	363	473	322	503	613	462
	2.75	513	84	295	392	259	333	431	298	462	559	426
	5.0	412	132	237	305	212	268	336	243	371	439	346
40°	1.9	735	60	344	446	294	399	501	349	583	685	533
	2.75	693	89	327	420	280	378	472	332	552	646	505
	5.0	583	150	280	352	245	324	395	289	470	542	435
50°	1.9	888	60	361	444	300	427	511	367	649	733	589
	2.75	842	90	344	422	288	408	485	351	618	695	561
	5.0	732	161	308	371	263	363	426	318	546	609	501
60°	1.9	1030	60	379	432	299	456	509	377	714	767	634
	2.75	979	91	362	413	287	436	486	361	680	731	606
	5.0	854	165	327	368	265	391	432	329	604	645	543
70°	1.9	1135	61	391	399	289	476	484	374	760	768	658
	2.75	1075	92	372	380	276	453	461	357	722	730	626
	5.0	950	168	340	337	259	411	408	330	649	646	568
80°	1.9	1202	61	399	334	267	489	424	357	790	724	658
	2.75	1131	92	377	316	254	462	401	339	745	684	622
	5.0	1011	169	348	296	243	424	372	319	677	625	572
90°	1.9	1221	61	400	217	217	491	308	308	797	613	613
	2.75	1151	93	379	207	207	466	294	294	753	582	582
	5.0	1031	170	351	204	204	428	280	280	686	539	539



Abb. 47-49 Abweichungen zwischen den auf eine Kugel und auf einen stehenden Menschen bei frontaler (durchgezogene Linien) und seitlicher (gepunktete Kurven) Ausrichtung zur Sonne einfallenden Bestrahlungsstärken für unterschiedliche Trübungsgrade  $T$  und Erdbedewerte  $q$  als Funktion der Sonnenhöhe  $h$ , basierend auf den in Tab. 6 aufgeführten Intensitäten. Positive Prozentzahlen weisen auf einen höheren Strahlungseuß des Menschen hin.



## 6. HAUPTERGEBNISSE

Das von THEVES et al. konzipierte Kugelpyranometer ist der erste Detektor, der eine "momentane" Erfassung der Zirkumglobalstrahlung gestattet.

Stundenmittelwerte der Zirkumglobalstrahlung lassen sich aber auch berechnen, wenn Werte der Global- und Himmelsstrahlung durch die Umrechnung (3.33) auf eine Kugeloberfläche bezogen werden. Die Ungenauigkeit der Formel (Standardfehler) liegt bei  $\pm 10\%$ , was nahezu dem Meßfehler eines THEVESschen Kugelpyranometers entspricht: dieser beläuft sich auf  $\pm 9\%$ . Somit entfällt die Notwendigkeit, ein Meßnetz mit kugelförmigen Strahlungsempfängern aufzustellen.

Quantitative Aussagen über die Bestrahlung einer Kugel bei unterschiedlichen Bedingungen liegen in graphischer und tabellarischer Form vor. Die Intensität der Zirkumglobal- und diffusen Gesamtstrahlung als Funktion von Sonnenhöhe, Wolkenform, Bedeckungsgrad und Bodenalbedo kann daraus entnommen werden. Stets sind Relationen zur Besonnung von ebenen Flächen beachtet worden. Hierbei zeigt sich, daß  $Z_g$  außer bei sehr niedriger Sonne an Strahlungstagen kleiner als  $G$  ausfällt, um so mehr, je schwächer der Boden reflektiert. Maximale  $Z_g$ -Intensitäten ergeben sich für große Sonnenhöhen und die Bedeckungsgrade  $N = 1-2/8$ . Im Falle eines stark reflektierenden Bodens nimmt der Strahlungsgenuß einer Kugel besonders hohe Werte an: bei  $\varphi = 0.8$ ,  $h = 50^\circ$  und  $N = 1/8$  beträgt  $Z_g \approx 560 \text{ Wm}^{-2}$ , für  $\varphi = 0.15$  gilt unter sonst gleichen Bedingungen  $Z_g \approx 325 \text{ Wm}^{-2}$ .

Der Strahlungsgenuß des menschlichen Körpers wurde ebenfalls untersucht. Eine Überprüfung mit Gleichung (3.35), die aus der Gleichung (3.33) hergeleitet wurde, ergab je nach Körperexposition und Himmelszustand unterschiedliche Bestrahlungswerte für Menschen und Kugeln.

Modellrechnungen erbrachten, daß besonders unter wolkenfreien Bedingungen bei niedriger und sehr hoch stehender Sonne der Strahlungsgenuß einer Kugel stark von dem einer Person in aufrechter Haltung abweicht. Frontal zur Sonne hin stehende Personen empfangen bei Sonnenauf- oder untergang an Strahlungstagen je nach Lufttrübung und Bodenalbedo pro Flächeneinheit um 20 - 40 % mehr solare Strahlung als eine Kugel; wenn die Sonne im Zenit steht, etwa um den gleichen Prozentsatz weniger. Bei seitlicher Ausrichtung zur Sonne wird ein Mensch für  $h \leq 50^\circ$  etwa um 10 % schwächer bestrahlt als eine Kugel.

Die thermischen Umweltbedingungen üben auf Gesundheit, Wohlbefinden und Leistungsfähigkeit des Menschen großen Einfluß aus. Man denke etwa an die über-

durchschnittlich hohe Morbiditätsrate bei europäischen Touristen und Geschäftsleuten in den Subtropen und im nahen Osten (große Temperaturdifferenzen im Winter, unphysiologische Benutzung von Klimaanlage und Ventilatoren im Sommer).

Meteorologische Strahlungsmeßreihen sind zum Studium strahlungsbedingter Wärmebelastungen allein nicht ausreichend, da letztere im Organismus zu verschiedenen Formen physiologischer Gegenregulationen führen (erhöhte Herzaktivität, Gefäßerweiterungen, verstärkte Atmung, Schwitzen usw.). Akklimatisationseffekte lassen sich nur durch zusätzliche medizinische Untersuchungen (z. B. Messungen von Herzfrequenz, Körpertemperatur und Schweißrate) testen.

Modellrechnungen zur quantitativen Beschreibung der menschlichen Wärmebilanz wurden bislang ausschließlich für die Situation "Mensch im Raumklima" durchgeführt, da wirkungsbezogene Methoden zur Messung der Solarstrahlung nicht zur Verfügung standen.

Durch den Einsatz eines THEVESSchen Kugelpyranometers zur Messung der auf sich bewegende Menschen einfallenden Strahlung oder durch die Formel (3.35) - anwendbar für beliebige Körperhaltungen, Himmelszustände und geographische Orte - sind auch die Sonnenstrahlungsflüsse erfaßbar, denen der Mensch in der natürlichen Umwelt ausgesetzt ist.

Direkte Aussagen über die spektrale Verteilung der Solarstrahlung können hieraus allerdings nicht gewonnen werden. Dringlich erscheint in diesem Zusammenhang eine Überprüfung der UV-Dosierungsempfehlungen von Klimatherapeuten, da die den bisherigen Bestrahlungsschemata zugrunde liegenden physikalischen Meßreihen überwiegend mit Horizontalflächeninstrumenten durchgeführt wurden.

## 7. ANHANG

### A.1. EXPERIMENTELLE ÜBERPRÜFUNG DER RELATIVEN MESSFEHLER FÜR KUGELPYRANOMETER NACH THEVES UND CM5-SOLARIMETER VOR SONNE

Es werden Stundenmittelwerte der Bestrahlung zweier Kugelpyranometer K1 und K2 sowie zweier Solarimeter S1 und S2 im Tagesverlauf untereinander verglichen.

( siehe Abbildung AI )

Meßtag : 27.5.82 ; sehr schwache Bewölkung

Alle Instrumente wurden drei Tage zuvor relativ zueinander geeicht (vergleiche Kapitel 4.4.).

Es sei  $\sigma$  die mittlere (quadratische) Abweichung zwischen den Meßwerten :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \left[ \sum_{i=1}^n \Delta x_i^2 - \frac{1}{n} \left( \sum_{i=1}^n \Delta x_i \right)^2 \right]} \quad (\text{A.1})$$

mit  $\Delta x_i :=$  Differenz der Meßwerte für K1 und K2 (bzw. S1 und S2)

$n :=$  Anzahl der untersuchten Stundenmittel am Meßtag (=18)

Für die Kugelpyranometer ergibt sich ein mittlerer relativer Meßfehler von

$$\sigma_k^{\text{rel}} = \underline{\underline{\pm 3,9\% \simeq \pm 4\%}}$$

und für die Solarimeter:

$$\sigma_s^{\text{rel}} = \underline{\underline{\pm 1,4\% \simeq \pm 1\%}}$$

### A.2. ÜBERPRÜFUNG DER ABSOLUTEN MESSFEHLER

Die Abbildung AII zeigt Stundensummen der direkten Sonnenstrahlung  $I_a$  (Panzeraktinometer),  $I_k$  (Kugelpyranometer) und  $I_s$  (Solarimeter) im Tagesverlauf.

Meßtag : 6.6.82 ; schwache Bewölkung

Die Kugelpyranometer und Solarimeter wurden am 3.6.82 durch Vergleichsmessungen mit dem Aktinometer vor Sonne absolutgeeeicht.

Es bedeuten:

$I_a :=$  direkte Sonnenstrahlung ; gemessen mit einem Linke-Feussner-Panzeraktinometer

$I_k = (Z_g - Z_d) \cdot 4$  := direkte Sonnenstrahlung ; Differenz zwischen der Bestrahlung zweier absolutgeechter Kugelpyranometer K1 und K2 mit und ohne Kellenbeschattung\*, multipliziert mit dem Faktor 4 (siehe Gleichung 3.20))

$I_s = (G-D)/\cos z$  := direkte Sonnenstrahlung ; Differenz zwischen der Bestrahlung zweier absolutgeechter Solarimeter S1 und S2 mit und ohne Kellenbeschattung\*, dividiert durch den Kosinus des Zenitwinkels (siehe Gleichung (3.7)).

\* Bemerkung : Abstand und Durchmesser der Schattenscheiben wurden so gewählt, daß die ausgeblendeten Raumwinkel mit dem Öffnungswinkel des Aktinometers ( $=9,6^\circ$ ) übereinstimmen.

Mit der Formel (A.1) ergibt sich mit

$$\begin{aligned} x_i &= I_{a,i} - I_{k,i} && \text{bzw.} \\ &= I_{a,i} - I_{s,i} \end{aligned}$$

ein mittelerer absoluter Meßfehler von

$$\sigma_k^{\text{abs}} = \pm 8,8\% \approx \pm 9\% \quad \text{für die } \underline{\text{Kugelpyranometer}}, \text{ und}$$

$$\sigma_s^{\text{abs}} = \pm 4,1\% \approx \pm 4\% \quad \text{für die } \underline{\text{Solarimeter}}$$

Abb. A1 Stundenmittelwerte der Bestrahlung zweier relativ zueinander geeichter Kugelpyranometer K1 und K2, sowie zweier Solarimeter S1 und S2; gemessen am 27.5.82 bei fast wolkenlosem Himmel (Standort: Dach des IFM in Kiel).

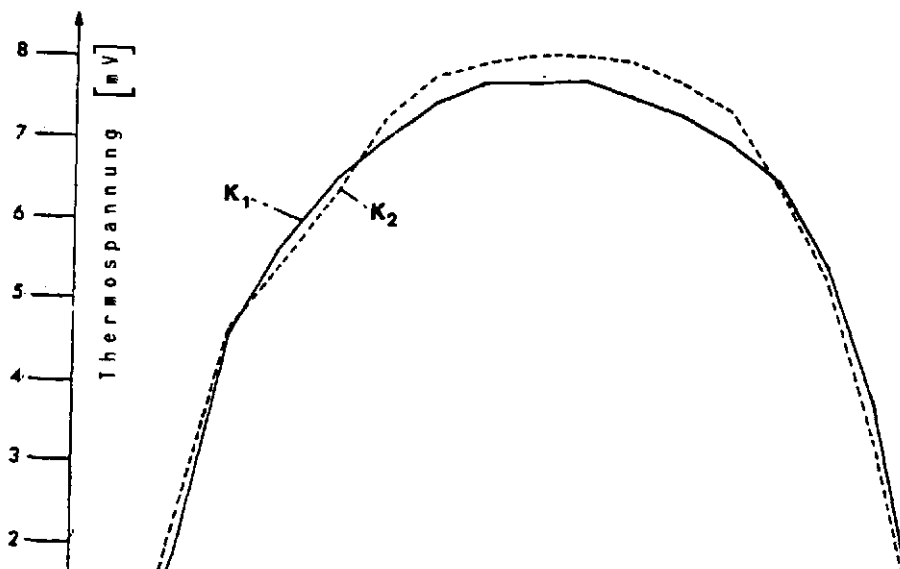
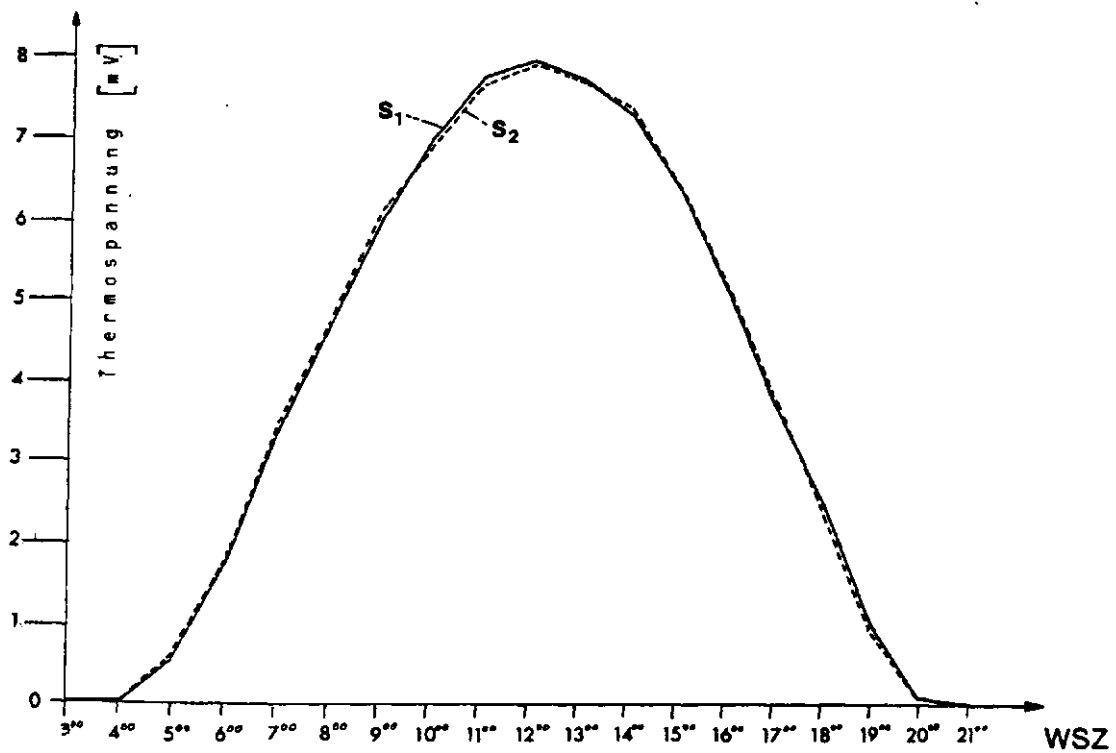
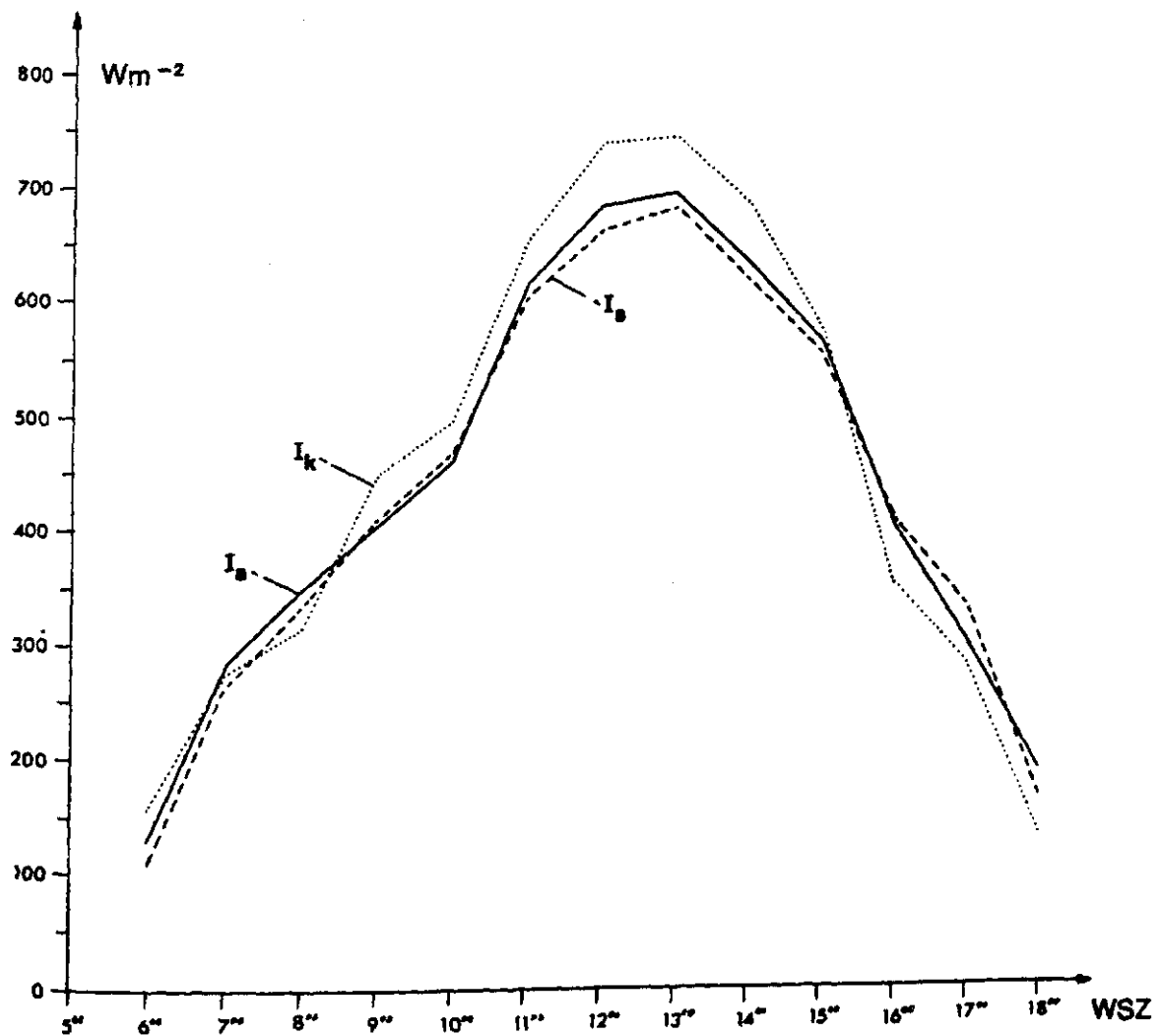


Abb. AII Stundenmittelwerte der direkten Sonnenstrahlung  $I_a$  (Panzeraktinometermessung),  $I_k$  (berechnet aus Kugelpyranometermessungen) und  $I_s$  (berechnet aus Solarimetermessungen) für den 6.6.1982 bei geringer Bewölkung (Standort: Dach des IFM in Kiel).



# 8. LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLE

<u>Symbol</u>	<u>Bedeutung</u>	<u>Einheit</u>
b	Breite des Schattenringes	[mm]
D	(diffuse) Himmelsstrahlung	[W/m <sup>2</sup> ]
D <sup>o</sup>	anisotrope Komponente der Himmelsstrahlung	[W/m <sup>2</sup> ]
D <sup>i</sup>	isotrope Komponente der Himmelsstrahlung	[W/m <sup>2</sup> ]
D <sup>R</sup>	mit Ring gemessener unkorrigierter Himmelsstrahlungsfluß	[W/m <sup>2</sup> ]
f	geometrischer Faktor, der die effektive Auffangfläche für nichtgerichteten Strahlungseinfall festlegt	
f'	Korrekturfaktor für den Schattenring	
F	geometrischer Faktor, der die effektive Auffangfläche für gerichtete Bestrahlung definiert	
G	Globalstrahlung	[W/m <sup>2</sup> ]
G <sub>45°</sub>	Globalstrahlung auf eine unter 45° gegen die Horizontale geneigte Fläche	[W/m <sup>2</sup> ]
h	Sonnenhöhe	[°]
I	direkte Sonnenstrahlung	[W/m <sup>2</sup> ]
I <sub>ex</sub>	extraterrestrische Intensität der Sonnenstrahlung	[W/m <sup>2</sup> ]
I <sub>hor</sub>	direkte Sonnenstrahlung auf eine horizontale Fläche	[W/m <sup>2</sup> ]
I <sub>k</sub>	direkte Sonnenstrahlung auf eine frei exponierte Kugel	[W/m <sup>2</sup> ]
I <sub>β</sub>	direkte Sonnenstrahlung auf eine geneigte Ebene	[W/m <sup>2</sup> ]
m	relative Luftmasse	
N	Bedeckungsgrad (in Achteln)	
$\bar{N}$	mittlerer Bedeckungsgrad	
p	Luftdruck	[mb]
p <sub>o</sub>	Luftdruck auf Meeresniveau	[mb]
r	Radius des Solarimeterschattenrings	[mm]
R	Radius einer Kugelpyranometerschattenblende	[mm]
SA	Sonnenaufgang	
SU	Sonnenuntergang	



$t$	Stundenwinkel	$[^{\circ}]$
$T$	Trübungsfaktor	
WSZ	wahre Sonnenzeit	
$z$	Zenitwinkel	$[^{\circ}]$
$Z_d$	diffuse Gesamtstrahlung	$[W/m^2]$
$Z_g$	Zirkumglobalstrahlung	$[W/m^2]$
$Z_m$	Solarstrahlungsfluß auf einen menschlichen Körper	$[W/m^2]$
$Z'_m$	vom menschlichen Körper absorbierte Sonnenstrahlung	$[W/m^2]$
$\alpha$	solarer Azimut	$[^{\circ}]$
$\beta$	Flächenneigungswinkel	$[^{\circ}]$
$\delta$	Deklination der Sonne	$[^{\circ}]$
$\lambda$	Wellenlänge	$[m]$
$\varphi$	zentraler Öffnungswinkel einer Schattenblende	$[^{\circ}]$
$\phi$	geographische Breite	$[^{\circ}]$
$\varrho$	Albedo	
$\tau$	optische Dicke der Atmosphäre in Zenitrichtung	
$\tau^*$	scheinbare optische Dicke	

## 9. LITERATURVERZEICHNIS

- [1] BLUM, H. F., 1964: Medical Climatology. Published by Sidney Licht, New Haven/Connecticut, 229-256
- [2] BRETTSCHEIDER, W., 1981: Über die Korrektur der mit Schattenringsolarimetern gemessenen Himmelsstrahlung. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 38-67
- [3] COULSON, K., 1975: Solar and terrestrial Radiation. Academic Press, London, 1-20, 22-30, 52-53, 86-137
- [4] DANIELS, F., 1974: Solar Radiation. Environmental Physiology, Saint Louis, 276-312
- [5] DIRMHIRN, I., 1953: Das Strahlungsfeld im Lebensraum. Wetter und Leben 5, Frankfurt/M., 86
- [6] FAUST, V., 1978: Biometeorologie. Hippokrates Verlag Stuttgart, 46-51, 190-217
- [7] FITCH, B. W., 1981: Effects of Reflection by Natural Surfaces on the Radiation Emerging from the Top of the Earth's Atmosphere. University of California, Davis 95616, 2717-2729
- [8] GANONG, W. F., 1979: Lehrbuch der medizinischen Physiologie. Springer-Verlag, Berlin, 124-125, 219-225
- [9] HAY, J. E., 1978: Measurement and Modelling of Shortwave Radiation on Inclined Surfaces. Final Report, University of British Columbia, Vancouver, 150-153
- [10] JAKOBI, W., 1982: Strahlungsexposition und Strahlenrisiko der Bevölkerung Teil 1. Physik-Verlag GmbH, Weinheim, 122-126.
- [11] JENDRITZKY, G., 1982: Zum thermischen Wirkungskomplex des Menschen. Promet 3/4 '82, Selbstverlag des deutschen Wetterdienstes, Frankfurt/M., 33-42
- [12] JENDRITZKY, G; SÖNNING, W., 1979: Der Einfluß der Strahlung auf die thermischen Bedingungen in der Klimatherapie. Zeitschrift Phys. Med. 6, 283-291
- [13] JIMÉNEZ, J. I; CASTRO, Y., 1981: Solar Radiation on Sloping Surfaces with different Orientations in Granada, Spain. Solar Energy Vol. 28, No. 3, Pergamon Press London, 257-262
- [14] KASTEN, F., 1981: Measurement and Analysis of Solar Radiation Data. Energy and Buildings No. 3, Elsevier Sequoia, Lausanne, 1-28

- [15] KASTEN, F., 1980: A simple Parameterization of the Pyrheliometric Formular for Determining the Linke Turbidity Factor. Meteorol. Rdsch. 33, by Gebrüder Borntraeger, Berlin, Stuttgart, 124-127
- [16] KASTEN, F.; RASCHKE, 1974: Reflection and Transmission Terminology by Analogy with Scattering. Applied Optics No. 3, 460-464
- [17] KONDRATYEV, K., 1969: Radiation in the Atmosphere. Academic Press, New York and London, 485-502
- [18] LIU, Y. H; JORDAN, R. C., 1961: Daily Insolation on Surfaces Tilted Towards the Equator. Ashrae Journal Vol. 3, 53-59
- [19] McCARTNEY, E. J., 1976: Optics of the Atmosphere. Published by Wiley and Sons, Toronto, 176-318
- [20] MÖLLER, F., 1973: Einführung in die Meteorologie II. Bibliographisches Institut Mannheim, 48-55
- [21] NORRIS, D. J., 1966: Solar Radiation on Inclined Surfaces. Solar Energy, Vol. 10, Pergamon Press London, 72-76
- [22] OKER-BLOM, P.; KELLOMAKI, S., 1981: Effect of Angular Distribution of Foliage on light Absorption and Photosynthesis in the Plant Canopy. Agricultural Meteorology, No. 26, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 105-116
- [23] PFLEIDERER, H., 1981: Strahlentherapie. Springer-Verlag, Berlin, 34-50
- [24] PROHASKA, F.; WIERZEJEWSKI, H., 1947: Théorie et pratique du pyranomètre sphérique de Bellani. Ann. Géophys. No. 3, Davos, 3
- [25] QUAYLE, R.; DOEHRING, F., 1981: Comparisons of Heat Stress Indexes. National Weather Digest, Vol. 6, No. 3, Asheville, 10-13
- [26] RAUSCH, L., 1979: Strahlenrisiko? Piper-Verlag München
- [27] SINN, M., 1982: Messung von diffuser Himmelsstrahlung mit geneigten Empfangsflächen. Diplomarbeit, Universität Kiel, Institut für Meereskunde, 29-62
- [28] SCHULZE, R., 1970: Strahlenklima der Erde. Dr. Steinkopf Verlag, Darmstadt, 28-128
- [29] THEVES, B.; HUNDHAUSEN, E.; DUUS, E., 1978: Auf den Menschen beziehbare Meßwerte von Sonnen-, Himmels- und Reflexstrahlung - Ein neues Strahlungsmeßgerät mit kugelförmigen Empfangsflächen. Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser B, Nr. 26, Springer-Verlag Berlin, 349-363

- [30] THEVES, B., 1968: Geometrische Gesetzmäßigkeiten des Warmblutkörpers und ihre Bedeutung für den Wärmehaushalt. Arch. f. phys. Ther. No. 20, by Springer-Verlag Berlin, 1-7
- [31] THEVES, B.; HUNDHAUSEN, E., 1981: Die momentane thermische Bilanzstörung - - Ein Objektivierungsversuch des thermischen Empfindens. Geophysics and Bioclimatology Bd. 30, by Springer-Verlag Berlin, 171-185
- [32] THEVES, B., 1978: Auf den Menschen beziehbare Strahlungswerte. Zeitschr. f. Phys. Med., by Springer-Verlag Berlin, 179-182
- [33] VALKO, P., 1980: Some Empirical Properties of Solar Radiation and Related Parameters. Swiss Meteorological Institute Zürich, 15-39
- [34] WEISCHET, W., 1979: Einführung in die allgemeine Klimatologie. Teubner-Verlag, Stuttgart
- [35] WITZLEB, E., 1982: Kurgastbezogene Strahlungsmessungen an der See. Z. Phys. Med. Baln. Med. Klim. Nr. 11, Demeter Verlag, Gräfelfing, 163-171

Alle Angaben über die Bewölkung beruhen auf stündlichen Beobachtungen des "Geophysikalischen Beratungsdienstes der Bundeswehr", Marinefliegergeschwader 5 in Kiel Holtenau (Wettertagesbogen I).